

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
«ХАРЬКОВСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ»

Г. П. Николайчук

**ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ
И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ**

Учебное пособие
по курсу «Физика. Специальные разделы»
для студентов технических специальностей
всех форм обучения

Утверждено
редакционно-издательским
советом университета,
протокол № 2 от 24.05.18 г.

Харьков
НТУ «ХПИ»
2018

УДК 621.382(075)
Н63

Р е ц е н з е н т ы :

Е.Н. Зубарев, д-р физ.-мат. наук,
профессор кафедры физики металлов и полупроводников НТУ «ХПИ»,
С. И. Шевченко, д-р физ.-мат. наук, лауреат Государственной премии
Украины, ведущий научный сотрудник ФТИНТ НАНУ

У навчальному посібнику розглянуті фізичні властивості напівпровідників та фізичні принципи роботи основних напівпровідникових приладів сучасної інформаційної мікроелектроніки.

Посібник призначено для студентів технічних спеціальностей усіх форм навчання.

Николайчук Г. П.

Н63 Физика полупроводников и полупроводниковых приборов :
учеб. пособие / Г. П. Николайчук. – Харьков : НТУ «ХПИ», 2018. –
96 с. – На рус. яз.

ISBN 978-617-05-0278-0

В учебном пособии рассмотрены физические свойства полупроводников и физические принципы работы основных полупроводниковых приборов современной информационной микроэлектроники.

Пособие предназначено для студентов технических специальностей всех форм обучения.

Ил. 51. Табл. 8. Библиогр. 24 назв.

УДК 621.382(075)

ISBN 978-617-05-0278-0

© Николайчук Г.П., 2018

ВВЕДЕНИЕ

Данное учебное пособие предназначено для студентов технических специальностей ВУЗов, которые специализируются в области применения информационной и компьютерной техники, а также материаловедческих специальностей, изучающих полупроводниковые материалы. Оно позволит понять организацию работы различных полупроводниковых элементов современных интегральных микросхем, применяемых в компьютерной технике.

В пособии рассмотрены основные понятия физики полупроводников, которые необходимы для понимания принципов функционирования основных полупроводниковых приборов, таких как диоды на основе $p - n$ – переходов, диодов Шоттки, биполярных и полевых транзисторов. В настоящее время полевой транзистор со структурой металл – оксид – полупроводник является основным элементом сверхбыстрых интегральных схем, таких как микропроцессоры и полупроводниковые запоминающие устройства.

Микроэлектроника в целом является основой информатизации общества, а основой построения электронных приборов и систем являются интегральные микросхемы. Данное пособие позволяет понять организацию работы различных полупроводниковых элементов современных интегральных микросхем. Однако в нем не рассматриваются особенности конструкции, технологические операции и процессы создания различных полупроводниковых элементов интегральных микросхем. Эту информацию, а также рабочие характеристики и параметры различных элементов и микросхем можно найти в справочниках, учебных пособиях, представленных в списке литературы или обратиться к другим источникам. Особое внимание при изложении материала уделяется выяснению физической сущности явлений и процессов без детального их математического рассмотрения.

Автор выражает свою признательность рецензентам учебного пособия – доктору физ.-мат. наук, профессору Зубареву Е.Н. и доктору физ.-мат. наук, лауреату Государственной премии Украины, Шевченко С.И. за ценные замечания по содержанию пособия.

КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СТРОЕНИИ АТОМОВ

С точки зрения квантовой механики поведение электрона в атоме может быть представлено при помощи четырех квантовых чисел:

$$n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7.$$

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1.$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l.$$

$$s = \pm 1 / 2.$$

Эти числа определяют свойства волновой функции электрона и его состояние в атоме.

n – главное квантовое число. Оно определяет номер энергетического уровня, на котором располагается электрон, или номер энергетической оболочки. В зависимости от значения главного квантового числа n могут существовать следующие энергетические оболочки, которые имеют следующие обозначения, представленные в таблице 1.

Таблица 1. Обозначения энергетических оболочек

Значение n	1	2	3	4	5	6	7
Обозначение оболочки	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>	<i>N</i>	<i>O</i>	<i>P</i>	<i>Q</i>

С заполнением электронных оболочек связано и распределение атомов в периодической системе элементов, в которой существуют семь периодов, в каждом из которых происходит заполнение одной из энергетических оболочек атомов.

l – азимутальное или орбитальное квантовое число. Оно определяет значение момента импульса электрона в атоме и не может по величине превышать значение числа $n - 1$. В зависимости от значения азимутального числа l электроны в атоме располагаются на определенных подоболочках в пределах энергетических оболочек. Энергетические подоболочки имеют следующие обозначения, представленные в таблице 2.

Таблица 2. Обозначения энергетических подоболочек

Значение l	0	1	2	3	4	5	6
Обозначение подоболочки	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>h</i>	<i>i</i>

m – магнитное квантовое число. Оно определяет проекцию момента импульса электрона на выделенное направление, обычно совпадающее с направлением магнитного поля. Так как m является проекцией числа l , то оно не может принимать значения большие, чем l и может быть величиной как положительной, так и отрицательной.

s – спиновое квантовое число. Спин представляет собой собственный момент импульса электрона, являющийся его свойством, таким как его масса или электрический заряд. Проекция собственного момента импульса электрона может принимать только два значения и является полуцелой равной $\pm 1/2$.

Распределение электронов по энергетическим уровням атомов подчиняется принципу Паули, согласно которому в атоме или любой квантово-механической системе не может быть двух электронов, обладающих одинаковой совокупностью квантовых чисел. Это означает то, что не может быть двух электронов, находящихся в одном и том же энергетическом состоянии. Состояния электронов обязательно должны отличаться. Если в каком-либо состоянии уже находится один электрон, то другой электрон в этом состоянии быть не может.

Это свойство электронов определяет порядок заполнения различными атомами периодов периодической системы элементов. В первом периоде могут быть только два элемента – водород и гелий, электронные конфигурации которых соответственно будут такими $1s^1$ (H) и $1s^2$ (He). Для $n = 1$, $l = 0$ и $m = 0$. Остаются только два электрона, у которых спины могут быть равными либо $+1/2$, либо $-1/2$. Это также будет справедливо для s – подоболочки любого атома в любом периоде, на которой могут располагаться только два электрона. На p – подоболочке может быть максимум 6 электронов (для $l = 1$, m может принимать значения $m = 0, \pm 1$, т.е. получаем 3 подуровня, на каждом из которых могут располагаться по два электрона с различными значениями спинов). На d – подоболочке может быть максимум 10 электронов (для $l = 2$, m может принимать значения $m = 0, \pm 1, \pm 2$, т.е. получаем 5 подуровней, на каждом из которых могут располагаться по два электрона с различными значениями спинов). На f – подоболочке может быть максимум 14 электронов (для $l = 3$, m может принимать значения $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$, т.е. получаем 7 подуровней, на каждом из которых могут располагаться по два электрона с различными значениями спинов). Таким образом, на каждом из подуровней любой

энергетической оболочки атома не может быть более двух электронов с различными значениями спинов в соответствии с принципом Паули.

В каждом из периодов периодической системы происходит заполнение определенных оболочек атомов. В первом периоде заполняется $1s$ оболочка и он содержит только два элемента: H и He.

Во втором периоде заполняется вторая оболочка, содержащая $2s$ и $2p$ подоболочки. Поэтому в нем находится 8 элементов от лития до неона, у которых электронные конфигурации будут такими $1s^2 2s^1$ (Li) и $1s^2 2s^2 2p^6$ (Ne).

В третьем периоде заполняется третья оболочка, содержащая $3s$ и $3p$ подоболочки. Поэтому в нем, также как и во втором, будет находиться 8 элементов от натрия до аргона, у которых электронные конфигурации будут такими $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ (Na) и $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ (Ar).

В четвертом и пятом периодах кроме s и p подоболочек будут также заполняться $3d$ и $4d$ подоболочки, соответственно. Поэтому в этих периодах будет по 18 элементов. Элементы, у которых происходит заполнение d подоболочек, называются переходными металлами.

В шестом и седьмом периодах кроме s , p и d подоболочек будут также заполняться $5f$ и $6f$ подоболочки соответственно. Поэтому в этих периодах может быть по 32 элемента. Элементы, у которых происходит заполнение f подоболочек называются редкоземельными.

Полностью заполненные внутренние электронные оболочки атомов не влияют на их физико-химические свойства. Свойства атомов определяют их внешние электронные оболочки, которые называются валентными. Валентность любого атома определяет его положение в соответствующей группе периодической системы элементов. Следует отметить, что периоды идут в системе элементов по горизонтали, а группы по вертикали.

Интересующие нас элементы полупроводников располагаются в третьей – шестой группах периодической системы. Например, у кремния, располагающегося в четвертой группе, валентность равна четырем, а его электронная конфигурация $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$. На внешних электронных оболочках у него располагаются четыре валентных электрона третьего периода $3s^2 3p^2$. Таким образом, это элемент четвертой группы третьего периода. Аналогично можно определить валентность всех остальных элементов полупроводников, которая будет находиться в пределах от трех до шести.

ЗОННАЯ ТЕОРИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

При сближении N атомов и образовании ими кристалла каждый атом попадает в поле своих соседей, с которыми он взаимодействует. В результате этого энергетический уровень электрона в атоме расщепляется на N близко расположенных друг от друга подуровней, образующих энергетическую зону, что обусловлено действием принципа Паули. Если энергетические уровни в атоме имели $2l + 1$ кратное вырождение без учета спина, то соответствующие им энергетические зоны будут состоять из $N(2l + 1)$ подуровней. Тогда s – уровни создают зону, состоящую из N подуровней, способных разместить $2N$ электронов, p – уровни создают зону, состоящую из $3N$ подуровней, способных разместить $6N$ электронов и т.д. для d и f – уровней.

Расстояния между подуровнями в пределах зоны очень малы. В кристалле размером в 1 см^3 содержится $N \sim 10^{22}$ атомов. При ширине зоны порядка 1 эВ расстояние между подуровнями в ней будет порядка 10^{-22} эВ . Это расстояние столь ничтожно, что зоны можно считать практически непрерывными. Поэтому в пределах одной зоны переход электрона с одного подуровня на другой практически свободен и не требует затрат энергии.

Наибольшее влияние поле кристаллической решетки оказывает на внешние валентные электроны атомов. Поэтому состояние этих электронов в кристалле претерпевает наибольшее изменение, а энергетические зоны, образованные этими электронами, будут наиболее широкими. Чем ближе электроны располагаются к атомному ядру, тем меньшее влияние на них оказывают поля соседних атомов. Поэтому внутренние энергетические оболочки расщепляются незначительно и остаются достаточно узкими. Образование энергетических зон показано на рис. 1. Зоны разрешенных энергий, заполненные электронами, показаны штриховкой. Они разделены областями запрещенных энергий, в которых электронов нет. Такие зоны называются запрещенными. Ширину запрещенной зоны будем обозначать как ΔE . С увеличением энергии электрона значение ширины разрешенной зоны увеличивается, а ширины запрещенной зоны уменьшается.

У кристаллов со структурой алмаза, к которой принадлежат и полупроводники четвертой группы кремний и германий, энергетические зоны s и p – уровней, перекрываясь, разделяются на две зоны так, что в каждой из них содержится по четыре состояния на атом: одно s – состояние и три

p – состояния. Эти зоны разделены запрещенной зоной, что показано на рис. 2.

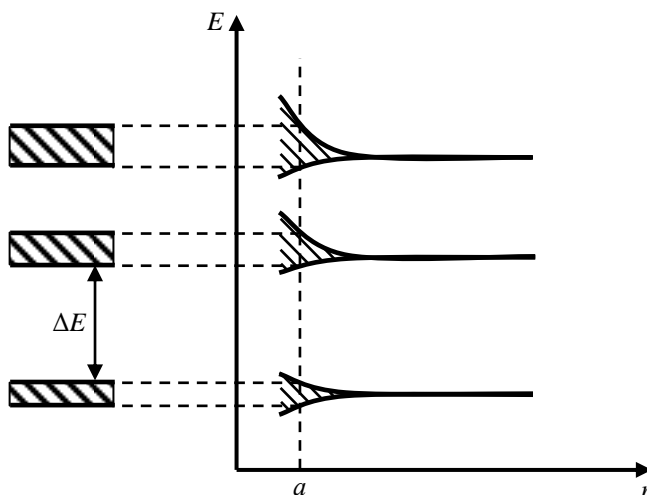


Рис. 1. Образование энергетических зон из атомных уровней (a – параметр кристаллической решетки).

Каждая энергетическая зона содержит ограниченное число энергетических уровней. В соответствии с принципом Паули на каждом уровне может располагаться не более двух электронов. Заполненными электронами оказываются лишь несколько наиболее низких энергетических зон. Энергетическая зона, на которой располагаются внешние валентные электроны атома, находящиеся в основном, т.е. невозбужденном состоянии, называются валентной зоной (ВЗ). Она является разрешенной энергетической зоной. Разрешенная зона возбужденного состояния атома называется зоной проводимости (ЗП). В запрещенной энергетической зоне (ЗЗ) нет энергетических уровней, на которых могли бы располагаться электроны основного компонента данного вещества.

В зависимости от строения и степени заполнения внешних энергетических зон все вещества, с точки зрения электропроводности, можно разделить на три класса: проводники (к ним относятся металлы), полупроводники и диэлектрики. Структура их энергетических зон показана на рис. 3.

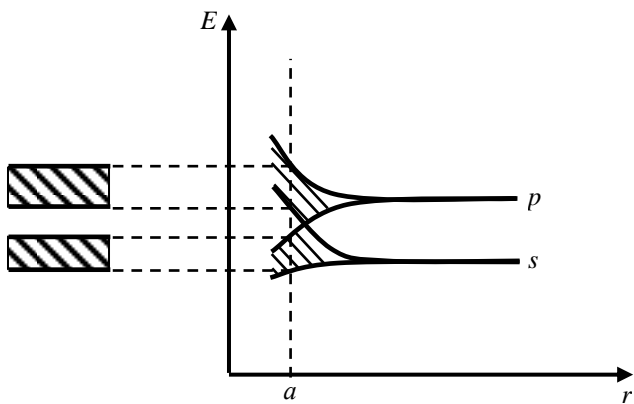


Рис. 2. Энергетические зоны алмазоподобных элементов четвертой группы периодической системы (a – параметр кристаллической решетки).

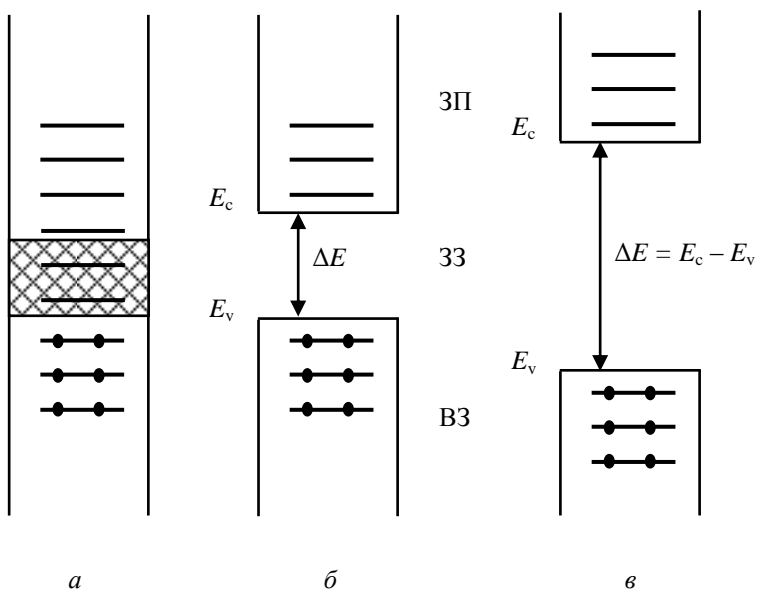


Рис. 3. Зонная структура проводников (a), полупроводников ($б$) и диэлектриков ($в$).

На энергетических зонных диаграммах верхний энергетический уровень валентной зоны обозначают E_v , а нижний энергетический уровень зоны проводимости – E_c . Ширину запрещенной зоны будем обозначать ΔE , она равна разности между энергиями нижнего энергетического уровня зоны проводимости и верхнего энергетического уровня валентной зоны $\Delta E = E_c - E_v$.

У металлов валентная зона и зона проводимости перекрываются или совпадают. Поэтому у них электроны могут свободно перемещаться по энергетическим уровням, создавая тем самым электрический ток, и они являются проводниками.

У полупроводников четвертой группы Si и Ge, как показано на рис. 2, между валентной зоной, содержащей четыре состояния на атом и заполненной четырьмя валентными электронами, и зоной проводимости, содержащей также четыре состояния на атом и являющейся не заполненной, образуется запрещенная зона, на которой не могут располагаться электроны основного компонента данного вещества.

Принципиальной разницы в строении энергетических зон диэлектриков и полупроводников нет, но у диэлектриков ширина запрещенной зоны значительно больше, чем у полупроводников. Ширина запрещенной зоны является мерой энергии, которую необходимо сообщить электрону, чтобы он смог из валентной зоны перейти в зону проводимости. Поэтому от значения ΔE будет зависеть электропроводность материала.

Рассмотрим с точки зрения строения зонной структуры электрические свойства металлов, полупроводников и диэлектриков. При приложении к ним электрического поля с напряженностью \mathbf{E} на каждый электрон это поле будет действовать с силой $\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$, т.е. будет заставлять электроны смещаться в противоположном направлении электрического поля, так как заряд электрона e является величиной отрицательной.

В металлах этой силы вполне достаточно, чтобы сообщить электронам энергии достаточные для перехода электронов по энергетическим уровням зоны проводимости, которые у металлов оказываются свободными и близко расположенными к валентной зоне. Поэтому в металлах беспрепятственно происходит переход электронов в новые квантовые состояния на близлежащие свободные энергетические уровни, что приводит к преимущественному движению свободных электронов в направлении противоположном направлению электрического поля. Это перемещение электронов и создает электрический ток при любых значениях приложенного напряжения и создаваемого им электрического поля. Поэтому металлы

являются хорошими проводниками электрического тока. Удельное сопротивление металлов ρ составляет величину порядка $\rho \sim 10^{-8}$ Ом·м, а концентрация свободных электронов проводимости $n \sim 10^{22}$ см⁻³.

В кристаллах полупроводников валентные зоны заполнены полностью и отделены от зоны проводимости, где существуют свободные энергетические уровни, достаточно широким энергетическим интервалом равным энергии ширины запрещенной зоны $\Delta E \sim 1$ эВ. Внешнее электрическое поле, приложенное к такому кристаллу, не в состоянии изменить характер движения электронов в валентной зоне. Оно лишь может вызывать перестановку электронов местами, что не нарушает симметрии их расположения и не может приводить к появлению их направленного движения, т.е. появлению в кристалле электрического тока. Чтобы в кристалле полупроводника мог образоваться электрический ток необходимо, чтобы в его зоне проводимости находилось некоторое количество электронов. Для этого им необходимо перейти из валентной зоны в зону проводимости. Чтобы осуществить такой переход электронам необходимо сообщить энергию не меньшую, чем энергия ширины запрещенной зоны ΔE . Электрическое поле сообщить электронам такую энергию не в состоянии. Электроны могут переходить из валентной зоны в зону проводимости за счет термического возбуждения, происходящего при соударениях атомов участвующих в хаотическом тепловом движении внутри кристаллической решетки кристалла. При комнатных температурах в зоне проводимости полупроводников уже будет находиться некоторое количество электронов. Поэтому после приложения к кристаллу напряжения и создания электрического поля в нем может протекать электрический ток за счет перемещения электронов по уровням зоны проводимости как в металлах, но проводимость полупроводников значительно ниже, чем у металлов, так как число носителей электрического тока у них значительно меньше. Например, у кремния при комнатной температуре ширина запрещенной зоны $\Delta E = 1,12$ эВ, а концентрация носителей электрического заряда $n \sim 10^{16}$ м⁻³, что на двенадцать порядков меньше, чем у металлов. Удельное сопротивление кремния $\rho \sim 10^3$ Ом·м. Поэтому электрический ток в принципе протекать может, но он будет намного меньше, чем у металлов из-за чего такие материалы называют полупроводниками.

У диэлектриков ширина запрещенной зоны ΔE значительно больше, чем у полупроводников. Поэтому, чтобы начал проводить электрический ток диэлектрик его необходимо нагреть до очень высоких температур, так как при обычных температурах энергии теплового движения атомов

недостаточно для преодоления запрещенной зоны с шириной ΔE , характерной для диэлектриков. При столь высоких температурах диэлектрик скорее расплавится, чем начнет проводить электрический ток. Поэтому диэлектрики при обычных температурах являются изоляторами. Например, у кварца при комнатной температуре $\Delta E = 6,0$ эВ, а удельное сопротивление $\rho \sim 10^{18}$ Ом·м, что на 26 порядков больше чем у металлов. У алмаза $\Delta E = 5,2$ эВ, а удельное сопротивление $\rho \sim 10^{10}$ Ом·м. Поэтому они являются диэлектриками.

С точки зрения электропроводности полупроводники будут располагаться между проводниками и диэлектриками. Деление твердых тел на диэлектрики и полупроводники является чисто условным. По мере того, как в качестве полупроводников начинают использоваться материалы с все более широкой шириной запрещенной зоны, подобное деление постепенно утрачивает свой смысл.

Основными материалами, свойства которых самым существенным образом влияют на развитие современной микро и нанoeлектроники, являются полупроводники. Поэтому в дальнейшем будут рассматриваться их основные свойства и классификация.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФЕРМИ – ДИРАКА. УРОВЕНЬ ФЕРМИ

Распределение электронов по энергетическим уровням валентной зоны и зоны проводимости полупроводников описывается функцией Ферми – Дирака

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{(E-E_F)}{kT}} + 1}, \quad (1)$$

где E – энергия электрона, T – абсолютная температура, k – постоянная Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К), E_F – энергия Ферми или уровень Ферми, который также носит название химического потенциала и часто обозначается как μ . Это распределение лежит в основе статистики Ферми – Дирака. Частицы подчиняющиеся этой статистике называются фермионами. К их числу относятся все частицы, обладающие полуцелым спином. Для фермионов характерно то, что они никогда не занимают состояния, в котором уже находится другая частица, т.е. они подчиняются принципу Паули.

Функция распределения $f(E)$ представляет собой вероятность заполнения электронами энергетических уровней соответствующих зон в зависимости от значения их энергии E и температуры T , при которой находится вещество. Причем именно температура будет играть для полупроводников решающее значение в распределении электронов по энергетическим зонам. В зависимости от температуры кристалла функция распределения может иметь следующий вид, представленный на рис. 4.

При температуре $T = 0$ К функция распределения $f(E)$ имеет вид, представленный на рис. 4а. Из этого распределения следует то, что валентная зона полупроводника при $E < E_F$ будет застроена полностью, вероятность ее заполнения равна 1, а уровень Ферми будет совпадать строго с вершиной валентной зоны и в этом случае $E_F = E_v$. При энергиях электронов большей чем E_F функция распределения $f(E) = 0$. Это означает, что вероятность заполнения электронами зоны проводимости равна нулю, т.е. она будет полностью свободной. Из этого следует то, что электропроводность полупроводников при очень низких температурах будет невозможной и они являются изоляторами.

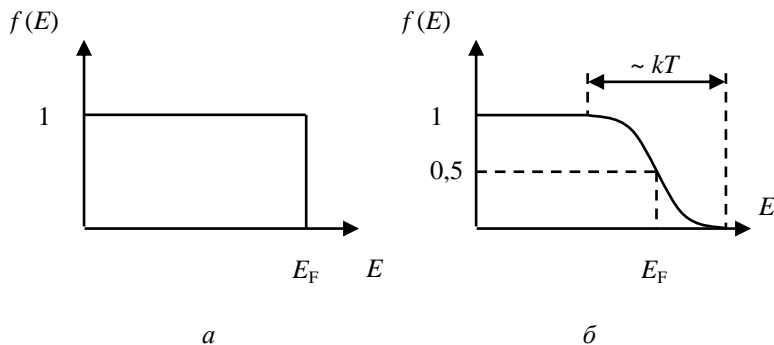


Рис. 4. Графики функции распределения электронов в зависимости от температуры полупроводника: а – $T = 0$ К, б – $T > 0$ К.

При температурах отличных от нуля, ступенка функции распределения претерпевает размытие на ширину энергии $\sim kT$, что показано на рис. 4б. Причем, чем больше температура, тем шире будет размытие. Если тепловой энергии kT будет достаточно, чтобы электрон смог преодолеть ширину запрещенной зоны, то появляется вероятность перехода электро-

нов из валентной зоны в зону проводимости тем большая, чем выше температура. Такие переходы приведут к тому, что в полупроводнике сможет протекать электрический ток при приложении к нему внешнего напряжения, создающего электрическое поле. Причем ток будет увеличиваться по мере роста температуры. При этом независимо от значения температуры при энергиях электрона равных энергии Ферми $E = E_F$, функция распределения $f(E) = 1/2$. Следовательно, уровень Ферми совпадает с тем энергетическим уровнем, вероятность заполнения которого равна $1/2$.

Вероятность заполнения уровней зоны проводимости лежит в хвосте кривой распределения, поэтому ее значение можно находить из функции Ферми – Дирака по упрощенной формуле

$$f(E) \approx e^{-\frac{E-E_F}{kT}}. \quad (2)$$

Количество электронов, перешедших из валентной зоны в зону, будет пропорциональным этой вероятности и носит экспоненциальную зависимость.

СОБСТВЕННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Собственными называются полупроводники, состоящие практически только из одного сорта атомов, например кремния, и не имеющие других примесей, которые специально вводятся при легировании. Функция распределения Ферми – Дирака и зонная структура собственного полупроводника при $T = 300$ К показаны на рис. 5. Как видно из рисунка при комнатной температуре существует вероятность того, что электроны из валентной зоны будут переходить в зону проводимости, что показано на рисунке стрелкой направленной вверх. При этом в валентной зоне появляется вакансия, обладающая избыточным положительным зарядом. Такие вакансии называются дырками. Дырки можно рассматривать как некие положительно заряженные частицы, заряд которых равен заряду электрона (их называют квазичастицами).

Дырки могут перемещаться в пределах валентной зоны. Так как дырка является вакантным местом, то она способна захватить электрон из соседнего энергетического подуровня, но на месте захваченного дыркой электрона образуется новая вакансия. Таким образом, дырки будут перемещаться в валентной зоне. Дырки обладают положительным элементарным

зарядом, но в отличие от электронов у них будут свои эффективная масса m_p и подвижность u_p , отличающиеся от соответствующих значений у электронов, т.е. m_n и u_n .

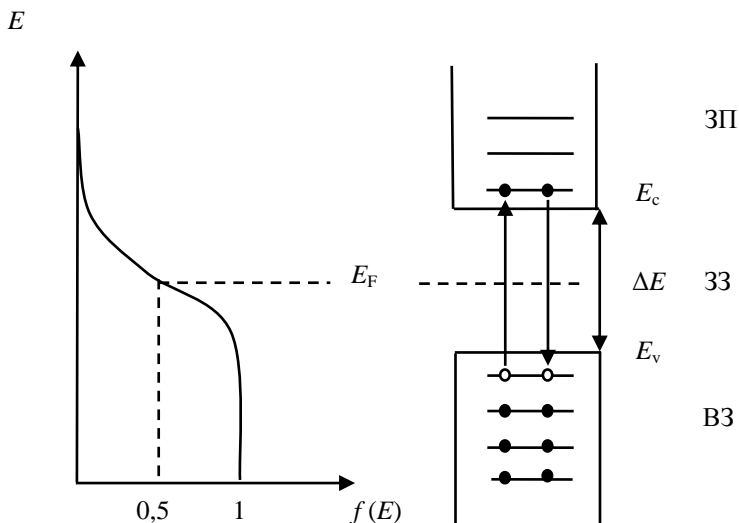


Рис. 5. Функция распределения Ферми – Дирака и зонная структура для внешних электронов собственного полупроводника при комнатной температуре.

Энергия электрона в зоне проводимости выше, чем в валентной зоне на величину не меньшую ширины запрещенной зоны ΔE , поэтому электроны из зоны проводимости могут самостоятельно возвращаться обратно в валентную зону на свободные вакантные места, что показано на рис. 5 стрелкой направленной вниз. Такие переходы называются рекомбинацией. Таким образом, в собственном полупроводнике одновременно могут протекать следующие два процесса: попарное рождение свободных электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне за счет теплового возбуждения атомов и их рекомбинация, приводящая к попарному исчезновению как свободных электронов в зоне проводимости, так и дырок в валентной зоне. Из этого следует, что концентрации электронов проводимости n_i и дырок p_i в собственном полупроводнике всегда будут одинаковыми, т.е. $n_i = p_i$.

В собственном полупроводнике значение энергии Ферми определяется следующим соотношением

$$E_F = \frac{1}{2} \Delta E + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_n} . \quad (3)$$

Второе слагаемое в этой формуле является пренебрежимо малым по сравнению с первым и им можно пренебречь, поэтому можно полагать

$$E_F = \frac{1}{2} \Delta E , \quad (4)$$

т.е. в собственном полупроводнике уровень Ферми располагается по центру запрещенной зоны, что показано на рис. 5. Следовательно, для свободных электронов, перешедших в зону проводимости, величина разности энергий $E - E_F = 0,5 \Delta E$, а вероятность заполнения уровней зоны проводимости (2) можно считать равной

$$f(E) \approx e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} . \quad (5)$$

С учетом формулы (5) концентрация носителей электрического тока в собственных полупроводниках будет определяться следующей формулой

$$n_i = n_p := \frac{2(2\pi\sqrt{m_n m_p} kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} , \quad (6)$$

где m_n и m_p – эффективные массы электронов и дырок, h – фундаментальная физическая константа микромира, называемая постоянной Планка.

Из формулы (6) следует то, что равновесная концентрация носителей тока в собственном полупроводнике зависит от ширины запрещенной зоны и температуры полупроводника. В качестве примера в таблице 3 приведены концентрации носителей и их подвижности при комнатной температуре в кремнии, германии и сером олове, имеющих один и тот же тип кристаллической решетки, но различные значения ширины запрещенной зоны. Из таблицы 3 видно, что уменьшение ширины запрещенной зоны с 1,12 Эв

до 0,08 Эв, что изменяется приблизительно в 15 раз, вызывает увеличение концентрации носителей на 8 порядков.

Таблица 3. Параметры полупроводников при комнатной температуре

Параметр	Единица измерения	Si	Ge	Sn
Ширина запрещенной зоны	эВ	1,12	0,67	0.08
Концентрация носителей заряда n_i	м^{-3}	$1,5 \cdot 10^{16}$	$2,12 \cdot 10^{19}$	$\sim 10^{24}$
Удельное сопротивление ρ	Ом·м	$3 \cdot 10^3$	0,47	$2 \cdot 10^{-6}$
Подвижность носителей заряда для электронов μ_n для дырок μ_p	$\text{м}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$	0,135 0,048	0,39 0,18	0,25 0,24

В таблице 4 показано изменение концентрации носителей электрического тока в германии при изменении температуры. Как видно из таблицы, повышение температуры от 100 до 600 К приводит к увеличению концентрации носителей заряда на 16 порядков.

Таблица 4. Концентрация носителей в германии при различных температурах

$T, \text{К}$	100	300	600
$n_i, \text{м}^{-3}$	$3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{23}$

Другие величины, входящие в формулу (6) для концентрации носителей электрического тока, такого значения как температура и ширина запрещенной зоны не оказывают. Поэтому для простоты ее чаще всего представляют в следующем виде

$$n_i = n_{oi} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (7)$$

где n_{oi} – представляет собой предэкспоненциальный множитель. Таким образом, для данного вида полупроводника концентрация носителей тока будет определяться экспоненциальной функцией, растущей по мере повышения температуры.

СОБСТВЕННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Полупроводники, обладающие высокой степенью очистки и не содержащие химических примесей, называются собственными. Их электропроводность создают свободные электроны, перемещающиеся в зоне проводимости, и дырки, которые перемещаются в валентной зоне. Эту проводимость и называют собственной проводимостью полупроводника. Она будет равна сумме проводимости свободных электронов $\sigma_{ni} = en_i u_n$ и проводимости, обусловленной наличием дырок $\sigma_{pi} = ep_i u_p$. Так как концентрации свободных электронов и дырок в собственном полупроводнике всегда равны друг другу $n_i = p_i$, то проводимость можно записать как

$$\sigma_i = \sigma_{ni} + \sigma_{pi} = en_i u_n + ep_i u_p = en_i (u_n + u_p). \quad (8)$$

Из формулы (8) видно, что проводимость будет зависеть от концентрации носителей заряда n_i и их подвижностей. Решающий вклад в проводимость будет вносить концентрация носителей заряда, которая определяется формулой (7). Подставляя ее значение в формулу (8) получим

$$\sigma_i = \sigma_{oi} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (9)$$

где σ_{oi} – предэкспоненциальный множитель, в который входят все множители, кроме экспоненты из формул (6 – 8). Этот множитель влияет на проводимость не сильно. Проводимость в основном будет определяться экспонентой, зависящей от ширины запрещенной зоны полупроводника и его температуры, при повышении которой проводимость увеличивается. Если температура будет стремиться к бесконечности, то σ_i будет стремиться к σ_{oi} . Таким образом, предэкспоненциальный множитель σ_{oi} определяет проводимость собственного полупроводника при очень высоких температурах.

Проводимость σ_i является величиной, обратной удельному сопротивлению ρ , а сопротивление R прямо пропорционально ρ . Поэтому сопротивление собственных полупроводников можно представить формулой

$$R_i = R_{oi} e^{\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (10)$$

т.е. оно будет изменяться по экспоненциальному закону. Причем при повышении температуры сопротивление полупроводников уменьшается, а у

металлов оно повышается. Поэтому у полупроводников с повышением температуры электропроводность повышается, а у металлов снижается.

Если на полупроводник подать напряжение, то образованное им электрическое поле будет создавать дополнительное ускорение свободных электронов и дырок, накладывающееся на их хаотическое тепловое движение. Заряды начнут двигаться направленно. Это движение называют дрейфом носителей заряда. Дрейф приведет к образованию в полупроводнике тока проводимости, который называют дрейфовым током. Дрейфовый ток равен

$$I_{\text{др}} = j_{\text{др}} S, \quad (11)$$

где S – площадь поперечного сечения полупроводника, $j_{\text{др}}$ – плотность дрейфового тока. Протекание дрейфового тока показано на рис. 6.

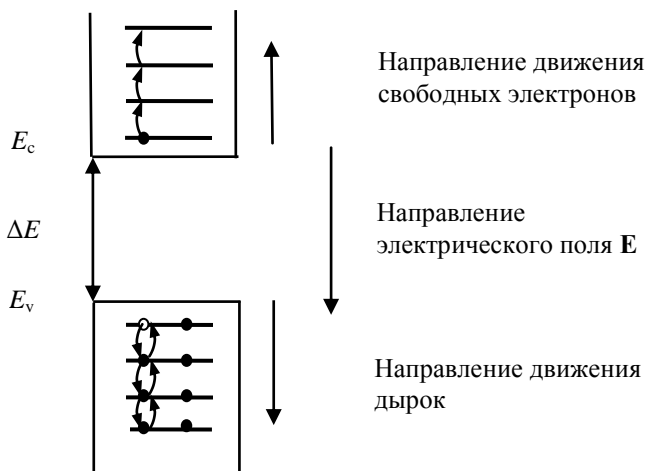


Рис. 6. Ток проводимости в собственном полупроводнике.

Дырки перемещаются в валентной зоне в направлении электрического поля, а свободные электроны перемещаются в зоне проводимости в направлении противоположном электрическому полю, что показано на рис. 6 изогнутыми стрелками.

Собственная проводимость полупроводников имеет достаточно низкие значения и является небольшой величиной, потому что концентрация носителей заряда n_i в собственных полупроводниках незначительна.

Поэтому собственные полупроводники используют крайне редко, так как при нормальных температурах они обладают низкой электропроводностью.

ПРИМЕСНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Для изготовления полупроводниковых приборов применяются полупроводники, содержащие примеси других полупроводников. Их получают путем введения в чистые полупроводники легирующих примесей. При этом получают преимущественную проводимость либо свободных электронов над дырками или наоборот дырок над электронами.

В основном полупроводниковые приборы изготавливают на основе кремния. В кристалле кремния содержится около $5 \cdot 10^{28}$ ат/м³. Концентрации легирующих примесей обычно находятся в пределах от 10^{20} ат/м³ до 10^{26} ат/м³. Для низких концентраций примесей 10^{20} ат/м³ на каждые 10^9 атомов кремния приходится около двух атомов примесей. Для высоких концентраций примесей 10^{26} ат/м³ на 10^3 атомов кремния будет около двух атомов примесей. При низкой концентрации примесей в основном полупроводнике каждый атом примеси будет располагаться практически изолированно от остальных, поэтому взаимодействия между атомами примеси в этом случае можно не учитывать.

При температурах близких к комнатной тепловая вибрация атомов в кристаллической решетке приводит к образованию электронно-дырочных пар и их последующей рекомбинации, что представляет собственную проводимость. При этом концентрации свободных электронов и дырок в чистом кремнии достигают значения $1,5 \cdot 10^{16}$ м⁻³. Это будет значительно меньше концентрации дырок и свободных электронов, создаваемых атомами примесей, которые практически все будут ионизированы в диапазоне рабочих температур. Поэтому, несмотря на то, что концентрация атомов примесей будет маленькой по сравнению с концентрацией атомов кремния, именно они будут определять проводимость легированного кремния.

ДОНОРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ ИЛИ ПОЛУПРОВОДНИКИ n – ТИПА

Для создания донорных полупроводников к четырехвалентным кремнию или германию добавляют примеси полупроводников из пятой группы периодической системы элементов, такие как фосфор, мышьяк или сурьма.

Для образования кристаллической решетки четырехвалентному атому основного компонента необходимо создать четыре пары ковалентных связей, что приведет к образованию зонной структуры, характерной для собственного полупроводника с полностью застроенной валентной зоной, что показано на рис. 5. Но у атома примеси валентных электронов пять. Четыре из них будут образовывать ковалентные связи с атомами основного компонента, а пятый, в соответствии с принципом Паули, в валентной зоне располагаться не может. Он образует дополнительный донорный уровень в пределах запрещенной зоны основного компонента. Этот уровень располагается ближе к дну зоны проводимости. Структура энергетических зон донорного полупроводника показана на рис. 7.

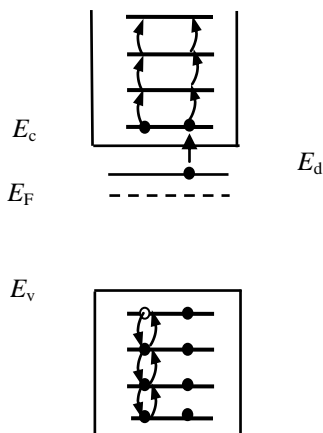


Рис. 7. Зонная структура донорного полупроводника.

Величина равновесного значения энергии Ферми E_F в этом случае определяется формулой

$$E_F = \frac{1}{2}E_d + \frac{1}{2}kT \ln \frac{N_d}{N_e}, \quad (12)$$

где E_d – значение энергии донорного примесного энергетического уровня, N_d – концентрация атомов донорной примеси, N_e – концентрация свободных электронов в зоне проводимости. Так как практически все атомы примеси будут ионизированы, то эти концентрации будут практически

одинаковыми и второе слагаемое в формуле (12) можно не учитывать и считать, что уровень Ферми в донорном полупроводнике располагается ниже донорного уровня на расстоянии равном $E_d/2$, что будет значительно выше центра ширины запрещенной зоны.

Значения энергий донорных уровней E_d при легировании кремния и германия элементами пятой группы периодической системы приведены в таблице 5.

Таблица 5. Энергии донорных уровней в электронвольтах

Легировующий элемент	P	As	Sb
Si	0,044	0,049	0,039
Ge	0,012	0,013	0,010

Эти энергии в несколько десятков раз меньше энергии ширины запрещенной зоны основных компонентов, приведенных в таблице 1. Поэтому при тепловом возбуждении атомов эти электроны в первую очередь будут переходить с донорных уровней в зону проводимости, и количество свободных электронов в зоне проводимости в этом случае будет значительно превышать количество дырок в валентной зоне, которые образуются за счет собственной проводимости основного компонента кристалла. Электропроводность в этом случае осуществляется преимущественно за счет электронов, поэтому донорные полупроводники получили название полупроводников n – типа.

Равновесная концентрация свободных электронов проводимости в донорных полупроводниках определяется формулой

$$n = \frac{\sqrt{2N_d}(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_d}{2kT}}. \quad (13)$$

В этом случае концентрация носителей электрического тока определяется температурой и энергией донорного уровня и не зависит от ширины запрещенной зоны. Так как $E_d \ll \Delta E$, то концентрация свободных электронов будет намного больше равновесной концентрации носителей тока в собственном полупроводнике. Поэтому электропроводность донорного полупроводника значительно выше собственной и будет определяться формулой

$$\sigma_n = \sigma_{on} e^{-\frac{E_d}{2kT}}. \quad (14)$$

При приложении внешнего напряжения через донорный полупроводник будет протекать дрейфовый ток преимущественно за счет электронов.

АКЦЕПТОРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ ИЛИ ПОЛУПРОВОДНИКИ p – ТИПА

Для создания акцепторных полупроводников к четырехвалентным кремнию или германию добавляют примеси полупроводников из третьей группы периодической системы элементов, такие как бор, галлий или индий. Для образования кристаллической решетки четырехвалентным атомам основного компонента необходимо создать четыре пары ковалентных связей, что приведет к образованию зонной структуры, характерной для собственного полупроводника с полностью застроенной валентной зоной, что показано на рис. 5. Но у атомов примесей валентных электронов только три. Четвертый недостающий электрон для образования химической связи берется из более глубоких электронных оболочек атомов примесей. При этом на месте внутреннего электрона у атомов примесей образуются дырки. Они не могут располагаться в валентной зоне и будут образовывать дополнительные акцепторные уровни в пределах запрещенной зоны основного компонента. Эти уровни располагаются ближе к потолку валентной зоны. Структура энергетических зон акцепторного полупроводника показана на рис. 8.

Величина равновесного значения энергии Ферми в этом случае определяется формулой

$$E_F = \frac{1}{2} E_a + \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_a}{N_v}, \quad (15)$$

где E_a – значение энергии акцепторного примесного энергетического уровня, N_a – концентрация атомов акцепторной примеси, N_v – концентрация дырок в валентной зоне. Так как практически все атомы примеси будут ионизированы, то эти концентрации будут практически одинаковыми и второе слагаемое в формуле (15) можно не учитывать и считать, что

уровень Ферми в акцепторном полупроводнике располагается выше акцепторного уровня на расстоянии равно $E_a/2$, что будет значительно ниже центра ширины запрещенной зоны.

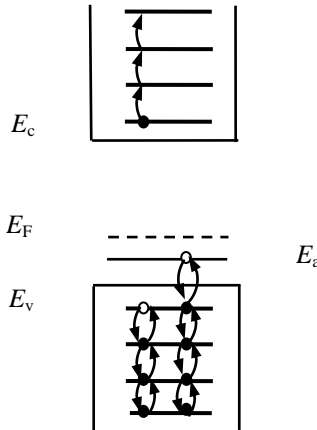


Рис. 8. Зонная структура акцепторного полупроводника.

В акцепторных полупроводниках электроны из валентной зоны могут переходить не только в зону проводимости, что соответствует собственной проводимости, но и на образованные акцепторные уровни, энергия которых будет намного меньше энергии ширины запрещенной зоны основного компонента $E_a \ll \Delta E$. Значения энергии акцепторных уровней E_a при легировании кремния и германия элементами третьей группы периодической системы приведены в таблице 6. Эти энергии в несколько десятков раз меньше энергии ширины запрещенной зоны основных компонентов. При тепловом возбуждении атомов электроны в первую очередь будут переходить из валентной зоны на акцепторные уровни, так как это энергетически намного выгоднее. Поэтому все акцепторные уровни будут заняты, и концентрация дырок в валентной зоне будет значительно превышать концентрацию свободных электронов в зоне проводимости, образующихся за счет переходов из валентной зоны в зону проводимости.

Поэтому электропроводность в акцепторных полупроводниках осуществляется преимущественно за счет положительно заряженных дырок, что показано на рис. 8 зигзагообразными стрелками. В силу этого акцепторные полупроводники получили название полупроводников p – типа.

Таблица 6. Энергии акцепторных уровней в электронвольтах

Легирующий элемент	B	Ga	In
Si	0,0450	0,0650	0,0720
Ge	0,0104	0,0108	0,0112

Равновесная концентрация дырок определяется формулой

$$p = \frac{\sqrt{2N_a} (2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_a}{2kT}}. \quad (16)$$

Концентрация дырок зависит от температуры и энергии акцепторного уровня. Так как $E_a \ll \Delta E$, то концентрация дырок будет намного больше равновесной концентрации носителей тока в собственном полупроводнике. Поэтому электропроводность акцепторного полупроводника значительно выше собственной и будет определяться формулой

$$\sigma_p = \sigma_{ор} e^{-\frac{E_a}{2kT}}. \quad (17)$$

При приложении внешнего напряжения через акцепторный полупроводник будет протекать дрейфовый ток преимущественно за счет дырок. Плотность дрейфового тока определяется формулой

$$j_{др} = E\sigma, \quad (18)$$

где E – напряженность электрического поля.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ НЕСОБСТВЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Основными носителями электрического тока в полупроводниках n – типа являются электроны, а неосновными – дырки. Основными носителями тока в полупроводниках p – типа являются дырки, а неосновными – электроны. Равновесные концентрации основных носителей обозначают как $n_{по}$ и $p_{ро}$, а неосновных как $n_{ро}$ и $p_{по}$. В условиях равновесия для легированных полупроводников будет справедлив закон действующих масс

$$n_{\text{по}} \cdot p_{\text{по}} = n_{\text{ро}} \cdot p_{\text{ро}} = n_i^2, \quad (19)$$

где индекс “о” означает равновесную концентрацию. Из закона действующих масс можно находить значения концентраций неосновных носителей в полупроводниках, для которых известны концентрации легирующих примесей, т.е. концентрации основных носителей. Например, если к чистому кремнию, у которого концентрация атомов порядка $5 \cdot 10^{28}$ ат/м³ добавить фосфор в соотношении 10^{-6} , то дополнительно получим в том же объеме полупроводника $\sim 10^{22}$ м⁻³ свободных электронов проводимости. До введения примеси в кремнии находилось $\sim 10^{16}$ м⁻³ свободных электронов. Благодаря введению примеси концентрация электронов проводимости выросла в 10^6 раз и на шесть порядков уменьшилась концентрация неосновных носителей, т.е. дырок. Это следует из закона действующих масс (19): $10^{22} \cdot 10^{10} = (10^{16})^2$. Следовательно, концентрация электронов проводимости на 12 порядков будет больше, чем концентрация дырок. Потому у донорного полупроводника электропроводность в основном будет электронной, а у акцепторного дырочной.

Если условия равновесия будут нарушены и в полупроводнике будет создана неравновесная ситуация (например, в различных местах концентрация легирующих примесей будет различной), то кроме дрейфового тока в системе появится и диффузионный ток. Как и в случае с обычной диффузией система будет стремиться к достижению состояния равновесия. Но в этом случае происходит диффузия электронов и дырок, что приведет к установлению состояния зарядового равновесия и выполнению закона действующих масс.

Плотности диффузионного тока электронов и дырок могут быть записаны соответственно как

$$j_n = -eD_n \frac{\partial n}{\partial x} \text{ и } j_p = -eD_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (20)$$

где D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, умноженные на градиенты концентраций электронов и дырок вдоль оси x . Знак минус указывает на то, что диффузия протекает в направлении уменьшения концентрации электронов и дырок. В кремнии значения коэффициентов диффузии для электронов и дырок при комнатной температуре являются величинами равными: $D_n = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м²/с и $D_p = 1,25 \cdot 10^{-3}$ м²/с.

Диффузионные длины перемещения носителей заряда определяются формулами

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad \text{и} \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p}, \quad (21)$$

где τ_n и τ_p – время жизни свободных электронов и дырок в полупроводнике. Это время определяет продолжительность существования свободных электронов и дырок от момента их генерации и до момента рекомбинации.

Диффузия носителей заряда играет очень большую роль в процессе работы диодов и биполярных транзисторов, что будет рассмотрено в дальнейшем.

Рассмотрим зависимость электропроводности несовершенных полупроводников от температуры. По мере повышения температуры концентрация электронов в зоне проводимости увеличивается, а на донорных уровнях полупроводников n – типа уменьшается. В полупроводниках p – типа повышается концентрация дырок в валентной зоне и уменьшается на акцепторных уровнях. При определенной температуре T_s – называемой температурой истощения примесей, все атомы примеси будут ионизированы. В этом случае концентрация электронов в зоне проводимости полупроводника n – типа становится практически равной концентрации донорной примеси $n = N_d$, а концентрация дырок в валентной зоне полупроводника p – типа становится практически равной концентрации акцепторной примеси $p = N_a$. Температура истощения примеси T_s тем выше, чем больше энергия активации примесей и их концентрация. Например, для германия, содержащего $N_d \sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$ и имеющего $E_d \sim 0,01 \text{ эВ}$, температура истощения примеси $T_s \sim 30 \text{ К}$. Поэтому при комнатной температуре донорные и акцепторные примеси всегда будут полностью ионизованы.

Зависимость электропроводности полупроводников от температуры удобно представлять в координатах $\ln \sigma - 1/T$, что показано на рис. 9. При этом нужно учитывать, что по оси “х” откладывается обратная температура и ее рост происходит справа налево.

В области 1 происходит повышение электропроводности с ростом температуры, что обеспечивается ионизацией примесных атомов. Максимального значения примесная проводимость достигает при температуре истощения примесей T_s .

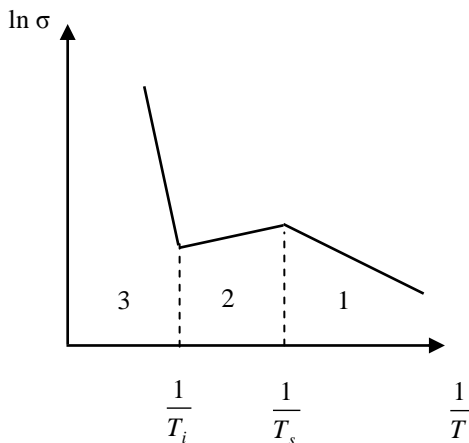


Рис. 9. Температурная зависимость электропроводности несобственных полупроводников.

В области 2 происходит незначительное уменьшение проводимости. Эта область простирается от температуры истощения примесей T_s до температуры перехода к собственной проводимости полупроводника T_i . Спад проводимости происходит за счет снижения подвижности носителей электрического тока с ростом температуры. В кремнии подвижность носителей достигает максимального значения при температурах чуть ниже комнатной, и заметно уменьшается при температурах выше 50°C . Это происходит из-за интенсивного рассеивания дрейфового движения носителей тока на фонах кристаллической решетки, представляющих собой колебания атомов около своих положений равновесия в узлах кристаллической решетки. Амплитуда этих колебаний увеличивается с ростом температуры кристалла, что приводит к росту рассеивания носителей электрического заряда.

Подвижность носителей заряда зависит и от концентрации примесных атомов, на которых также происходит рассеивание дрейфового движения носителей. При этом следует отметить, что подвижность электронов приблизительно в три раза больше подвижности дырок. Поэтому приборы, изготовленные на основе донорных полупроводников, будут обладать меньшими размерами и работать на более высоких частотах по сравнению с приборами, изготовленными на основе акцепторных полупроводников.

В области 3, которая реализуется при высоких температурах больших T_i , происходит переход от примесной к собственной проводимости. Температура T_i такого перехода тем выше, чем больше ширина запрещенной зоны полупроводника и концентрация легирующей примеси в нем. Для германия, содержащего $N_d = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $T_i = 450^\circ\text{C}$, а у кремния при такой степени легирования эта температура будет еще выше. При таких температурах полупроводниковые приборы не работают, и реализовать очень большую электропроводность невозможно. Полупроводники применяются до температур, не превышающих T_s , что достигается охлаждением в процессе их эксплуатации. Для германия $T_s \sim 90^\circ\text{C}$, а у кремния $T_s \sim 140\text{-}190^\circ\text{C}$, она определяется свойствами его структуры. Таким образом, полупроводниковые приборы, сделанные на основе кремния, могут эксплуатироваться при более высоких температурах.

$P - n - \text{ПЕРЕХОД}$

Полупроводниковые приборы в основном работают на основе применения $p - n -$ переходов, которые образуются путем создания контакта между полупроводниками с $p -$ и $n -$ типами проводимости.

При создании $p - n -$ перехода на его границе образуются диффузионные потоки основных носителей заряда, т.е. электронов из $n -$ области в $p -$ область и дырок из $p -$ области в $n -$ область. Электроны, перешедшие из $n -$ в $p -$ область будут, рекомбинировать вблизи границы раздела с дырками $p -$ области. Точно так же дырки, перешедшие из $p -$ в $n -$ область, будут рекомбинировать вблизи границы раздела с электронами $n -$ области. В результате этого в контактном слое $n -$ области практически не остается свободных электронов и в нем формируется неподвижный объемный положительный заряд ионизированных доноров. В контактном слое $p -$ области практически не остается дырок и в нем формируется неподвижный объемный отрицательный заряд ионизированных акцепторов. При этом образец p , получивший дополнительные электроны, станет более отрицательным, а $n -$ более положительным. Таким образом, на границе раздела полупроводников формируется область объемного пространственного заряда, называемая двойным электрическим слоем, обладающим шириной d , как показано на рис. 10. Двойной электрический слой сильно обеднен электрическими зарядами и обладает очень большим сопротивлением, значительно превосходящим сопротивление всего изделия. Поэтому его также называют запирающим слоем.

В двойном электрическом слое создается контактное электрическое запирающее поле E_3 и контактное напряжение U_3 , создающее потенциал $\phi_3 = eU_3$ для основных носителей заряда. Энергия этого потенциала будет равна разности между уровнями Ферми в исходных полупроводниках, т.е. $\phi_3 = E_{Fn} - E_{Fp}$. Эта энергия приводит к искривлению энергетических зон полупроводников в пределах двойного электрического запирающего слоя, что показано на рис. 10. Искривление будет происходить до тех пор, пока энергии Ферми в обоих полупроводниках не установятся на одном уровне, что приведет к равенству химических потенциалов контактирующих полупроводников.

Величина ϕ_3 определяется концентрациями основных и неосновных носителей заряда, а ее максимальное значение не может быть больше энергии ширины запрещенной зоны полупроводника, на основе которого изготовлены контактирующие полупроводники. В кремнии значение запирающего напряжения составляет величину порядка $U_3 \sim 0,6 - 0,8$ В.

Следует отметить, что в дальнейшем на рисунках будут показаны только запрещенные зоны полупроводников без указания энергетических уровней в валентной зоне и зоне проводимости. Электроны будут обозначены темными кружками, а дырки светлыми.

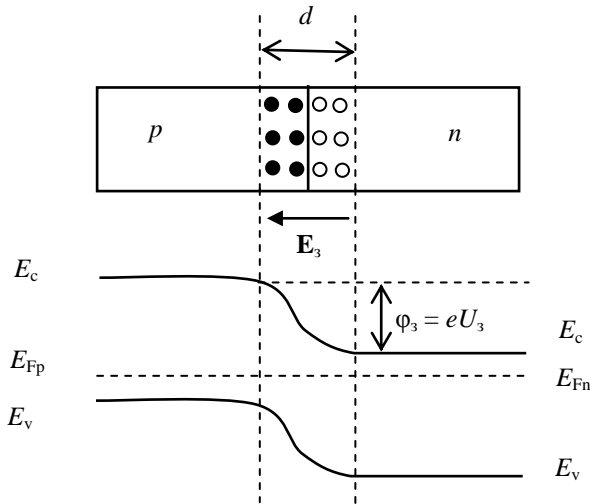


Рис. 10. Образование двойного электрического запирающего слоя ширины d и структура энергетических зон полупроводников.

Ширина области пространственного заряда двойного электрического запирающего слоя d определяется формулой

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_o \varepsilon \varphi_3}{e^2 n_{no}}} . \quad (22)$$

Основным параметром, влияющим на значение d , является концентрация легирующих примесей, т.е. она тем меньше, чем больше концентрация примесей. Полагая, что $\varphi_3 = 0,8$ эВ и $n_{no} = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, из формулы (22) получаем для кремния $d = 0,3$ мкм, т.е. эта ширина является маленькой.

Основные носители могут пройти через двойной электрический запирающий слой лишь в том случае, если кинетическая энергия их движения достаточна для преодоления контактного запирающего потенциала $\varphi_3 = eU_3$. А неосновные носители беспрепятственно переносятся через область пространственного заряда контактным электрическим запирающим полем E_3 . Если потоки основных носителей превышают потоки неосновных, то объемный заряд двойного запирающего слоя увеличивается, и будет расти его ширина d . Это увеличение продолжится до тех пор, пока потоки основных носителей, уменьшаясь, не сравняются с потоками неосновных носителей. На переходе установится динамическое равновесие, когда дрейфовый ток неосновных носителей в точности будет равен диффузионному току основных носителей $I_{осн} = I_{неосн}$ и результирующий ток, текущий через переход, будет равен нулю. Потенциальные энергии электронов E_n и дырок E_p в состоянии равновесия показаны на рис. 11а.

Рассмотрим прохождение тока через $p - n$ – переход.

ПРЯМОЙ ТОК ИЛИ ПРЯМОЕ СМЕЩЕНИЕ

Если к p – области перехода подключить положительный полюс источника внешнего питания, а к n – области отрицательный, то через переход будет протекать прямой ток, называемый также прямым смещением. В этом случае внешний источник питания создает электрическое поле, направленное против запирающего поля, образующегося в двойном электрическом запирающем слое. Это приведет к уменьшению значения потенциального барьера для основных носителей электрического тока до величины $\varphi = \varphi_3 - eU = e(U_3 - U)$ и сужению ширины запирающего слоя d , что показано на рис. 11б. Такие изменения в структуре потенциальной

энергии носителей приведут к тому, что через переход будет протекать результирующий прямой ток, определяемый формулой

$$I = I_{\text{осн}} - I_{\text{неосн}} = I_s e^{\frac{eU}{kT}} - I_s = I_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (23)$$

где U – величина внешнего прямого напряжения, приложенного к переходу, I_s – ток термогенерации, чаще называемый током насыщения. Этот ток создается неосновными носителями, проходящими через переход. Они образуются за счет собственной проводимости.

Прямое смещение нелинейно уменьшает сопротивление запирающего слоя в соответствии с формулой (10), вследствие чего прямой ток экспоненциально нарастает при увеличении приложенного напряжения, что показано на рис. 12.

ОБРАТНЫЙ ТОК ИЛИ ОБРАТНОЕ СМЕЩЕНИЕ

Если к p – области перехода подключить отрицательный полюс источника внешнего питания, а к n – области положительный, то через переход будет протекать обратный ток, называемый также обратным смещением. В этом случае внешний источник питания создает электрическое поле, совпадающее по направлению с запирающим полем. Это приведет к увеличению значения потенциального барьера для основных носителей тока до величины $\phi = \phi_3 + eU = e(U_3 + U)$ и расширению ширины запирающего слоя d , что показано на рис. 11в. Такие изменения в структуре потенциальной энергии носителей приведут к тому, что основные носители не смогут преодолеть потенциальный барьер и тока основных носителей не будет. В этом случае через переход проходит только ток неосновных носителей, т.е. ток насыщения I_s . Его величина остается практически постоянной, что показано на рис. 12. Ток насыщения не зависит от величины потенциального барьера и внешнего напряжения, а определяется концентрацией неосновных носителей, образующихся за счет собственной проводимости основного полупроводника, из которого сделаны p – и n – области. Вследствие малой концентрации неосновных носителей и большого сопротивления запирающего слоя обратный ток на много порядков меньше прямого.

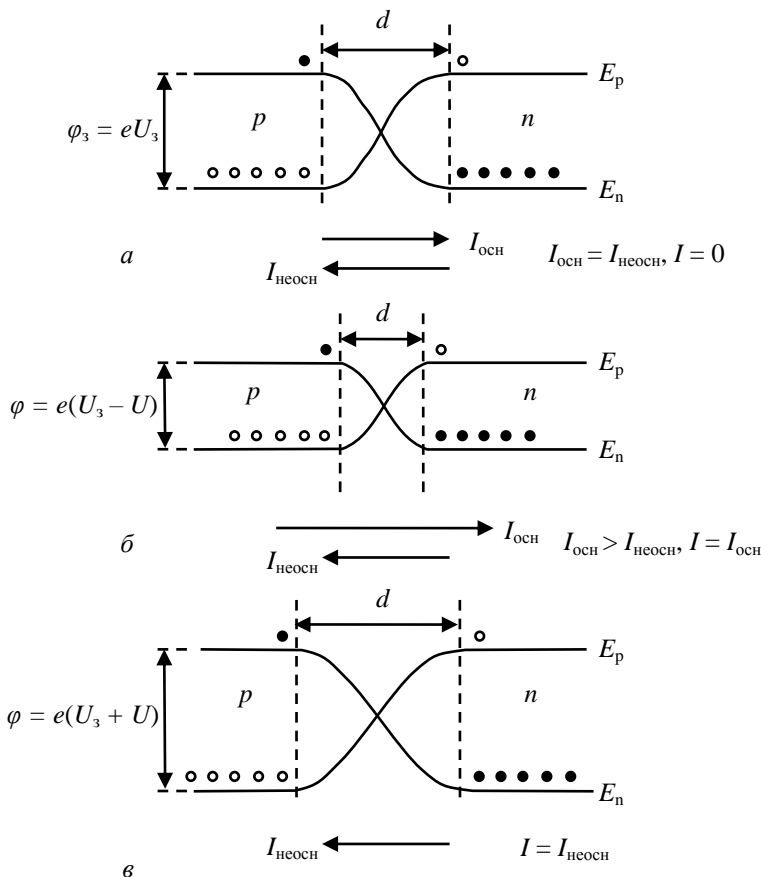


Рис. 11. Потенциальные энергии электронов и дырок, а также токи, текущие через $p-n$ – переход: *a* – в состоянии равновесия, *б* – прямого смещения, *в* – обратного смещения.

С повышением температуры концентрация неосновных носителей, образующихся за счет собственной проводимости, увеличивается. Это приведет к росту обратного тока. При температуре, для которой концентрация основных носителей станет равной концентрации неосновных, переход полностью исчезает, и все изделие будет работать как собственный полупроводник. Поэтому при температурах, существенно превышающих комнатные, несобственные полупроводники не работают.

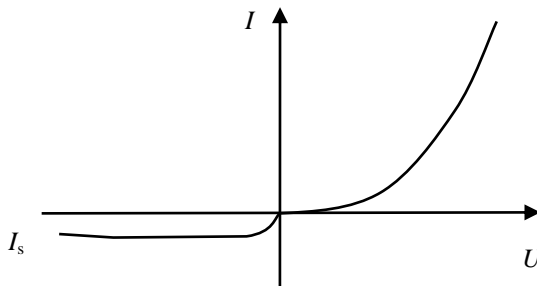


Рис. 12. Вольт – амперная характеристика $p - n$ – перехода. Положительные значения напряжения соответствуют прямому току, а отрицательные – обратному, равному току насыщения I_s .

Такая особенность вольт – амперной характеристики (ВАХ) $p - n$ – перехода позволяет использовать его для выпрямления переменного электрического тока. Приборы, созданные на основе одного $p - n$ – перехода, называются диодами.

ВЫПРЯМЛЯЮЩИЕ ДИОДЫ

Выпрямляющие диоды предназначены для преобразования переменного тока в постоянный, что показано на рис. 13.

Если на пути переменного тока, показанного на рис. 13а поместить один диод, то положительный полупериод сигнала, соответствующий прямому смещению, будет проходить через диод беспрепятственно и без искажений, сохраняя свой вид, что показано на рис. 13б. Отрицательный полупериод сигнала соответствует обратному смещению и через диод практически не проходит. Его значение равно обратному току насыщения I_s . При этом ширина двойного электрического запирающего слоя и его сопротивление будут пульсировать в такт с изменением напряжения.

Если на пути переменного тока поместить диодный мост, то он будет пропускать оба полупериода и ток пульсирует только в прямом направлении, что показано на рис. 13в.

Если после диодного моста поместить фильтр, содержащий емкость и индуктивность, то пульсации исчезнут и ток станет величиной постоянной, что показано на рис. 13г. Таким образом, из переменного тока можно получить постоянный ток определенной величины.

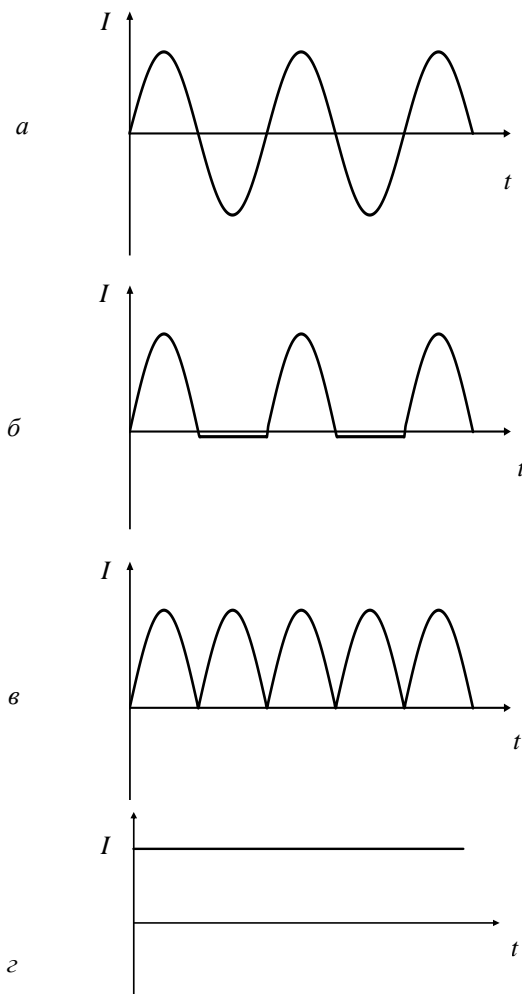


Рис. 13. Преобразование переменного тока – *a*, в постоянный – *г*.

Частотный диапазон работы выпрямляющих диодов, как правило, не превышает 500 Гц. Поэтому они могут преобразовывать промышленный переменный ток, рабочая частота которого 50 Гц.

КОНТАКТ МЕТАЛЛА С ПОЛУПРОВОДНИКОМ

В металлах энергетические зоны заполняются электронами проводимости вплоть до энергии Ферми, что обозначается как $E_{\text{ФМ}}$. Чтобы электрон смог покинуть металл ему нужно сообщить энергию, равную работе выхода электрона из этого металла $A_{\text{ВМ}}$. В полупроводниках термодинамическая работа выхода $A_{\text{Вп}}$ также отсчитывается от значения уровня Ферми $E_{\text{Фп}}$. В дальнейшем индексом “м” будем обозначать металл, а индексом “п” – полупроводник.

Рассмотрим контакт металла с полупроводником n – типа для случая, когда термодинамическая работа выхода из металла будет больше термодинамической работы выхода электронов из полупроводника. На рис. 14а показана структура энергетических зон металла и полупроводника n – типа, изолированных друг от друга, а на рис. 14б для контактирующих друг с другом.

Если работа выхода электронов из металла будет больше работы выхода электронов из полупроводника, то электроны будут перетекать из полупроводника в металл до тех пор, пока энергии Ферми металла и полупроводника не выровняются и установятся на одном уровне. В этом случае химические потенциалы металла и полупроводника станут равными друг другу, и между ними установится равновесие. Это приведет к тому, что между металлом и полупроводником образуется контактная разность потенциалов $U_{\text{к}}$. Значение контактного напряжения составляет величину порядка 1 В, как и в случае контакта двух металлов.

При переходе электронов из полупроводника в металл в контактном слое толщины d образуется неподвижный объемный положительный заряд ионизированных атомов примесей, что показано на рис. 14б. Этот слой практически будет лишен свободных электронов, поэтому его называют обедненным. Обедненный слой полупроводника обладает очень большим сопротивлением, поэтому его также называют блокирующим слоем. В обедненном слое образуется контактное электрическое поле $E_{\text{к}}$. Это поле вызывает изгиб энергетических зон полупроводника в пределах обедненного блокирующего слоя толщины d на величину энергии контактного потенциала $\varphi_{\text{к}} = eU_{\text{к}}$, что показано на рис. 14в.

Толщину обедненного блокирующего слоя d в контакте металл – полупроводник можно рассчитать по формуле (22), заменив в ней запирающий потенциал $\varphi_{\text{з}}$ на контактный $\varphi_{\text{к}}$. Ширина блокирующего слоя будет прямо пропорциональной диэлектрической проницаемости полупровод-

ника ϵ , увеличивается с ростом контактного напряжения U_k и соответствующего ему потенциала $\phi_k = eU_k$, определяемого разностью работ выхода из металла и полупроводника $\phi_k = A_{BM} - A_{BP}$, и уменьшается с повышением концентрации основных носителей в полупроводнике.

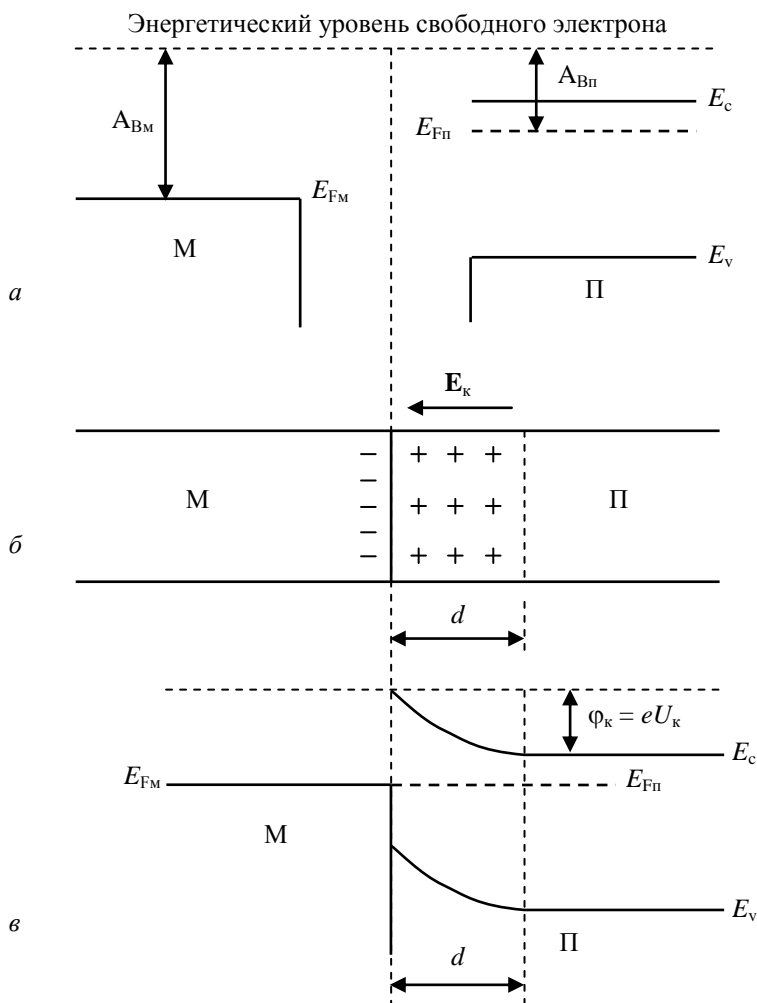


Рис. 14. Энергетические диаграммы изолированных и контактирующих металла и полупроводника – *a*, *в*; образование блокирующего слоя толщины d – *б*.

Если работа выхода электронов из донорного полупроводника будет больше работы выхода электронов из металла, то электроны будут перетекать из металла в полупроводник. В этом случае в контактном слое полупроводника образуется отрицательный объемный заряд и энергия электронов не увеличивается, а наоборот уменьшается на величину контактного потенциала $\varphi_k = eU_k = A_{ВП} - A_{ВМ}$. Вследствие этого искривление энергетических зон полупроводника происходит в противоположную сторону, что показано на рис. 15.

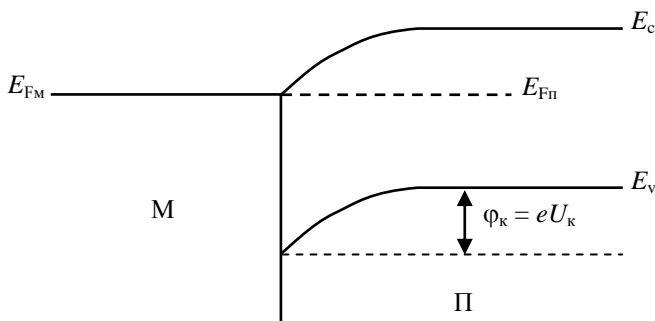


Рис. 15. Энергетическая диаграмма невыпрямляющего контакта металл – полупроводник n – типа.

Концентрация основных носителей электрического тока в контактном слое полупроводника в этом случае повышается. Поэтому такой слой называется обогащенным. У границы раздела полупроводника p – типа с металлом также могут образовываться как слои обеднения, так и слои обогащения дырками. Образование обогащенных слоев не может приводить к выпрямлению электрического тока, поэтому на практике они не применяются.

ВЫПРЯМЛЕНИЕ ТОКА НА КОНТАКТЕ МЕТАЛЛА С ПОЛУПРОВОДНИКОМ

Рассмотрим контакт металла с полупроводником n – типа в случае образования на границе раздела обедненного блокирующего слоя толщины d , что показано на рис. 14в. Блокирующий контакт обладает резкой зависимостью его сопротивления от направления внешнего напряжения,

приложенного к контакту. Эта зависимость настолько сильна, что приводит к односторонней, т.е. униполярной проводимости контакта. Контакт легко проводит ток в прямом направлении и значительно хуже в обратном. В этом состоит выпрямляющее действие контакта металла с полупроводником, аналогичное протеканию тока в $p - n$ - переходе.

Потенциальный барьер для электронов, переходящих из полупроводника в металл $\varphi_k = eU_k = A_{Вм} - A_{Вп}$ в точности будет равен потенциальному барьеру для электронов, переходящих из металла в полупроводник. Это приводит к установлению на контакте состояния равновесия, что показано на рис. 14а. В состоянии равновесия поток электронов, переходящих из металла в полупроводник в точности будет равен потоку электронов, переходящих из полупроводника в металл. Поэтому результирующий ток, текущий через контакт равен нулю. Но если приложить к контакту внешнее напряжение, то под его действием происходит изменение высоты потенциального барьера и равновесия между потоками электронов, текущих через контакт не будет.

Если приложить к контакту прямое смещение, т.е. отрицательный полюс источника внешнего напряжения к полупроводнику, а положительный к металлу, то на контакт начнет действовать внешнее электрическое поле, направление которого будет противоположно направлению контактного электрического поля E_k , показанного на рис. 14б. Поэтому все уровни у отрицательно заряженного полупроводника сместятся вверх на величину $eU_{пр}$, как показано на рис. 16а.

Это приведет к понижению энергетического барьера для электронов, переходящих из полупроводника в металл, до значения $\varphi = \varphi_k - eU_{пр}$ и уменьшению ширины обедненного слоя в соответствии с формулой

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_o\varepsilon(\varphi_k - eU_{пр})}{e^2n_{no}}} . \quad (24)$$

При этом сопротивление блокирующего слоя уменьшится, и через контакт будет протекать прямой ток, создаваемый переходом электронов из полупроводника в металл. Величина этого тока будет расти по мере уменьшения высоты потенциального барьера. Если внешнее напряжение увеличится до значения $U = U_k$ то потенциальный барьер исчезнет совсем. В приповерхностном слое полупроводника сопротивление станет таким же, как и в объеме всего полупроводника. Ток, проходящий через контакт

полупроводника с металлом, станет достаточно большим. При дальнейшем повышении прямого напряжения ток равномерно распределится по всему объему полупроводника. Величина тока будет ограничена лишь тепловой мощностью рассеяния полупроводника.

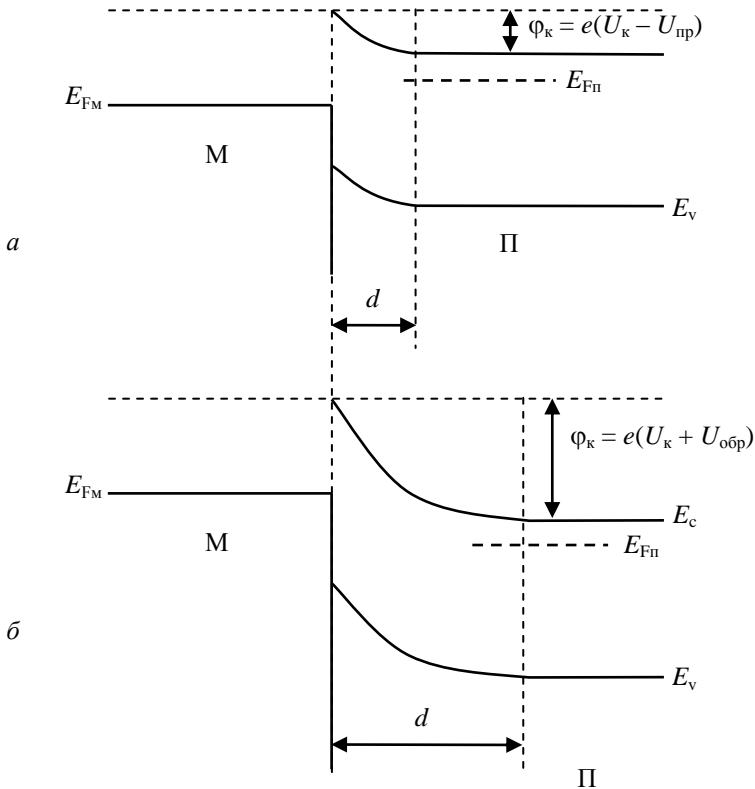


Рис. 16. Энергетические диаграммы контакта металла с полупроводником в случае прямого – *a*, и обратного – *б*, смещений, поданных на контакт.

При этом внешнее поле не влияет на высоту барьера для электронов, переходящих из металла в полупроводник. Он, по-прежнему, остается равным разности работ выхода $A_{BM} - A_{BP}$. Это приводит к созданию обратного тока насыщения и его предельной величины I_s .

Если приложить к контакту обратное смещение, т.е. положительный полюс источника внешнего напряжения к полупроводнику, а отрицательный к металлу, то внешнее напряжение будет совпадать по направлению с контактным U_{κ} . В этом случае направление внешнего электрического поля будет совпадать с направлением контактного поля E_{κ} . Это приведет к тому, что энергетические уровни в полупроводнике, заряженном положительно, сместятся вниз на величину $eU_{об}$ относительно начального положения, как показано на рис. 16б. На это расстояние сместится вниз уровень Ферми $E_{Фп}$, дно зоны проводимости E_c и потолок валентной зоны E_v . Обратное смещение вызывает повышение потенциального барьера для электронов, переходящих из полупроводника в металл, до значения $\phi = \phi_{\kappa} + eU_{об}$ и увеличивает ширину обедненного слоя d до значения

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_o\varepsilon(\phi_{\kappa} + eU_{об})}{e^2n_{по}}} . \quad (25)$$

Через контакт будет протекать лишь обратный ток термически возбужденных электронов металла под действием контактного электрического поля, создаваемого в блокирующем слое. Сопротивление блокирующего слоя будет очень большим, а обратный ток маленьким.

Ток, протекающий через контакт, может быть представлен следующей формулой

$$I = I_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (26)$$

в которой положительное значение внешнего напряжения U соответствует прямому смещению $U_{пр}$, а отрицательное – обратному $U_{об}$. Формула (26) представляет собой уравнение вольт – амперной характеристики выпрямляющего контакта полупроводника с металлом, показанной на рис. 17.

Из рисунка видно, что контакт полупроводника с металлом обладает выпрямляющим действием. Он пропускает ток в прямом направлении, который экспоненциально нарастает с повышением приложенного прямого напряжения в соответствии с формулой

$$I_{np} = I_s e^{\frac{eU}{kT}} . \quad (27)$$

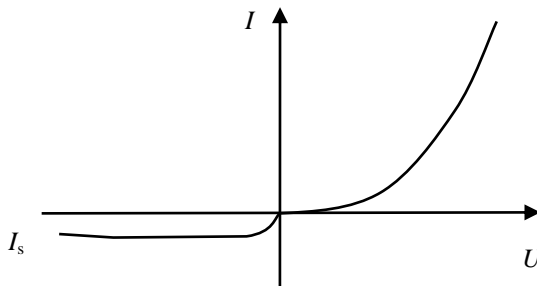


Рис. 17. Вольт – амперная характеристика диода Шоттки.

При приложении обратного отрицательного напряжения экспонента в формуле (26) быстро стремится к нулю, а обратный ток к своему предельному значению, равному $I_{об} = -I_s$.

Отношение силы тока, текущего в прямом направлении, к силе тока, текущего в обратном направлении, отвечающее одному и тому же напряжению, называют коэффициентом выпрямления

$$K = \frac{I_{пр}}{I_{обр}}, \text{ при } U_{пр} = U_{обр}. \quad (28)$$

Для хороших выпрямляющих контактов коэффициент выпрямления достигает значений десятков и сотен тысяч. Например, если прямой ток составляет значения порядка миллиампер, то обратный ток будет достигать значений только порядка микроампер.

Потенциальный барьер, образующийся на границе раздела металла и блокирующего слоя полупроводника, называют барьером Шоттки, а диоды, работающие на его основе, диодами Шоттки. Диоды Шоттки можно создавать на основе полупроводников как n –, так и p – типов, но предпочтение отдается полупроводникам n – типа, поскольку подвижность электронов выше, чем у дырок.

В отличие от диодов, созданных на основе $p - n$ – перехода, у которых электрический ток, проходящий через диод, создают электроны и дырки, диоды Шоттки функционируют только на токе основных носителей. Ток через диод Шоттки создают только электроны. Поэтому переход электронов из полупроводника в металл не сопровождается диффузией

и последующей рекомбинацией электронов с дырками. Избыточный заряд электронов в металле мгновенно распространяется в его объеме и создает дрейфовый ток. В силу этого в контакте металла с полупроводником не образуется контактной диффузионной емкости, которая ограничивает быстродействие диодов Шоттки и они могут работать на частотах до 100 ГГц, т.е. характеризуются высоким быстродействием и могут применяться для преобразования сигналов сверхвысокой частоты, а также в качестве импульсных устройств.

СТАБИЛИТРОНЫ

Переменное напряжение в цепи может изменяться в зависимости от нагрузки цепи. При изменении величины переменного напряжения изменяется и значение постоянного напряжения, получаемого при выпрямлении переменного. Чтобы оно не изменялось, напряжение необходимо стабилизировать, т.е. сделать величиной постоянной. Диоды, служащие для стабилизации напряжения, называются стабилитронами. Вольт – амперная характеристика стабилитрона имеет следующий вид, показанный на рис. 18.

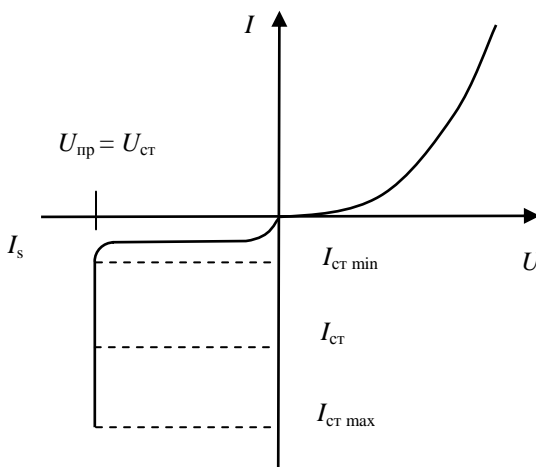


Рис 18. Вольт – амперная характеристика стабилитрона.

Каждый выпрямляющий диод при приложении обратного смещения характеризуется определенным напряжением $U_{пр}$, при котором происходит

его лавинный пробой. Во время лавинного пробоя происходит лавинное нарастание обратного тока, а значение напряжения при этом не меняется, оно остается равным напряжению пробоя. Поэтому напряжение пробоя будет соответствовать напряжению стабилизации, т.е. $U_{пр} = U_{ст}$. Диоды, предназначенные для работы в режиме лавинного пробоя, и являются стабилитронами. Их применяют как стабилизаторы напряжения.

Во время лавинного пробоя при высоких обратных напряжениях неосновные носители могут приобретать в поле перехода настолько большую кинетическую энергию, что оказываются способными вызывать ударную ионизацию атомов полупроводника. В этом случае высокоэнергетичный электрон передает свою энергию электрону в валентной зоне и переводит его в зону проводимости, создавая таким образом новую электронно-дырочную пару. Ударную ионизацию могут производить как электроны, так и дырки. Образованные электроны и дырки могут приводить к рождению новых электронно – дырочных пар и их концентрация при этом резко увеличивается. Таким образом, вместо одного электрона или дырки, вошедших в область объемного заряда $p - n$ – перехода, из него выходит очень много электронов и дырок, что и приводит к лавинному нарастанию обратного тока, т.е. обратный ток резко растет при неизменном обратном напряжении, что и является его стабилизацией.

Лавинный пробой характерен для диодов, обладающих большой шириной запрещенной зоны. Поэтому стабилитроны, в основном, изготавливают из кремния. В области пробоя у стабилитронов, изготавливаемых на основе кремния, в широком диапазоне рабочих токов от $I_{ст\ min}$ до $I_{ст\ max}$, что показано на рис.18, не возникает теплового пробоя. Тепловой пробой обусловлен следующим. Увеличение обратного тока приводит к росту температуры, что, в свою очередь, приведет к росту обратного тока и т.д. Поэтому максимальное значение тока стабилизации $I_{ст\ max}$ определяется допустимой для данного диода мощностью теплового рассеяния. Для ограничения $I_{ст\ max}$ последовательно с диодом в цепь включают сопротивление нагрузки. Это сопротивление должно быть таким, чтобы выделяемая на нем мощность не превышала расчетную мощность стабилитрона.

Основной характеристикой стабилитронов является напряжение стабилизации $U_{ст}$, определяемое напряжением пробоя $U_{пр}$. Значение напряжения пробоя зависит от толщины d области пространственного заряда обедненного слоя. Чем она меньше, тем ниже значение напряжения пробоя $U_{пр}$. Поэтому напряжение стабилизации $U_{ст}$ будет понижаться

с ростом концентрации легирующих примесей. Самые маленькие значения $U_{\text{ст}}$ будут у туннельных диодов, рассматриваемых в следующем разделе.

ТУННЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ

Туннельные диоды изготавливают на основе $p - n$ – перехода, у которого p – и n – области очень сильно легированы. Концентрация легирующих примесей у обычных выпрямляющих диодов составляет величину $n \sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$, а у туннельных диодов она находится в пределах $n \sim 10^{24} - 10^{26} \text{ м}^{-3}$. Это приводит к тому, что толщина двойного электрического обедненного слоя d у таких диодов в соответствии с формулой (22), составляет величины $d \sim 10 \text{ нм}$ и менее, что значительно меньше, чем у выпрямляющих диодов. Сквозь такие тонкие потенциальные барьеры возможно квантово – механическое явление туннелирования носителей электрического заряда. Поэтому такие диоды получили название туннельных.

Другим следствием большой концентрации носителей является то, что полупроводники оказываются в вырожденном состоянии. В соответствии с принципом Паули происходит расщепление примесных энергетических уровней и образуются примесные энергетические зоны. Т.е. вместо отдельных донорных или акцепторных уровней, показанных на рис. 7 и 8, образуются примесные энергетические зоны, которые будут примыкать к зоне проводимости в n – области и к валентной зоне в p – области. Это приводит к тому, что у таких полупроводников уровни Ферми не будут располагаться в пределах запрещенной зоны, а оказываются расположенными в разрешенных областях: внутри зоны проводимости для n – области и внутри валентной зоны для p – области. Энергетическая схема туннельного диода, находящегося в состоянии термодинамического равновесия показана на рис. 19.

Как и в обычном $p - n$ – переходе выпрямляющего диода, в состоянии термодинамического равновесия происходит искривление структуры энергетических зон в пределах области пространственного заряда обедненного слоя до тех пор, пока энергии Ферми n – и p – областей не установятся на одинаковом уровне. Выше уровня Ферми все состояния по обеим сторонам перехода оказываются незаполненными, а ниже уровня Ферми все разрешенные состояния по обеим сторонам перехода заполнены электронами. Это приводит к тому, что в равновесном состоянии валентная зона p – области перекрывается с зоной проводимости n – области.

Области перекрытия находятся ниже уровней Ферми в каждой из областей на рис. 19. Перекрытие зон делает возможным туннельное просачивание электронов из n – в p – область, что соответствует переходам обозначенным стрелкой 1 и туннельное просачивание электронов из p – в n – область, что соответствует переходам обозначенным стрелкой 2. Поток 1 создает прямой туннельный ток, а поток 2 – обратный туннельный ток. В отсутствие внешнего напряжения и соответственно внешнего электрического поля эти потоки будут равны друг другу и результирующий ток, текущий через переход будет равен нулю, как и в обычном p – n – переходе.

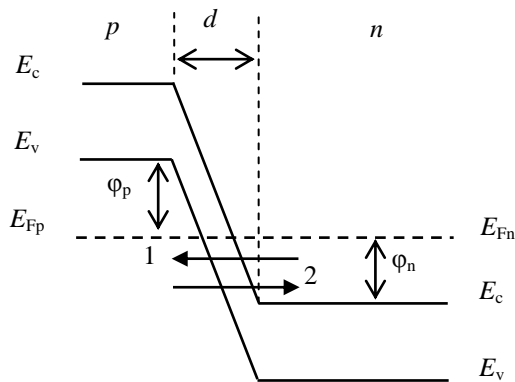


Рис. 19. Энергетическая диаграмма туннельного диода в состоянии термодинамического равновесия.
 ϕ_p и ϕ_n – потенциалы вырождения p – и n – областей.

Если к переходу приложить внешнее напряжение, то электроны могут туннелировать из валентной зоны p – области в зону проводимости n – области или наоборот. Чтобы могли протекать такие процессы, энергетические состояния на той стороне перехода, откуда туннелируют электроны, должны быть заполнены, а на другой стороне перехода должны быть свободными. Рассмотрим протекание тока через туннельный диод.

При приложении обратного смещения значение потенциального барьера для основных носителей тока увеличится. Это приведет к повышению степени перекрытия зон, что показано на рис. 20. В этом случае количество электронов, переходящих из валентной зоны p – области, будет

значительно больше количества электронов, переходящих из зоны проводимости n – области. Это обусловлено тем, что состояние в n – области, лежащее напротив занятых состояний p – области, свободно. Поэтому через переход протекает обратный туннельный ток, обозначенный стрелкой 2. Причем, обратный туннельный ток будет увеличиваться по мере роста обратного смещения, а не равняться току насыщения I_s , как в выпрямляющих диодах. Вольт – амперная характеристика туннельного диода показана на рис. 21.

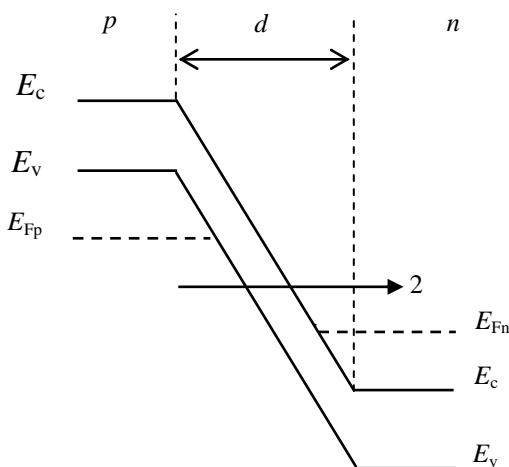


Рис. 20. Образование обратного туннельного тока.

При подаче на переход прямого смещения потенциальный барьер для основных носителей понижается, что приводит к уменьшению степени перекрытия зон, как показано на рис. 22.

Как видно из рис. 22, в этом случае существует диапазон энергий, при которых состояния в n – области заполнены, а разрешенные состояния p – области свободны. В этом случае электроны могут туннелировать из n – области в p – область, создавая прямой туннельный ток, что показано на рис. 22 стрелкой 1. Прямой туннельный ток I_t будет расти с увеличением прямого смещения до значения $I_{t \max}$ (рис. 21).

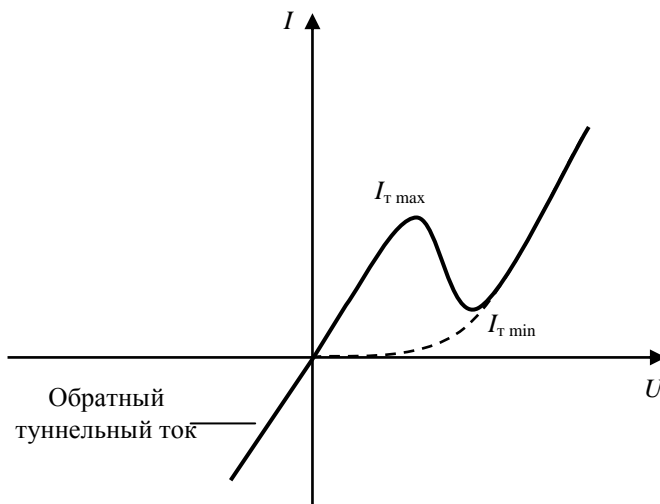


Рис. 21. Вольт – амперная характеристика туннельного диода.

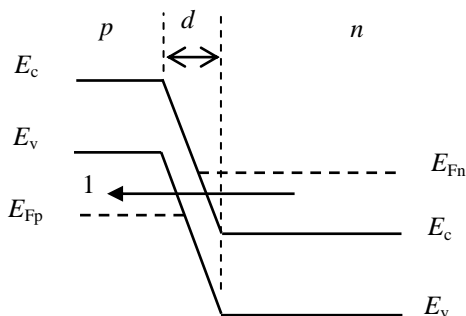


Рис. 22. Образование прямого туннельного тока.

Максимального значения прямой туннельный ток I_T достигает при таком смещении, при котором дно зоны проводимости n – области располагается на одном уровне с энергией Ферми p – области. При дальнейшем росте прямого смещения число разрешенных пустых состояний в p – области, в которые могут туннелировать электроны из n – области, уменьшается. Это приведет к уменьшению прямого туннельного тока. Прямой

туннельный ток достигает минимального значения $I_{T \min}$ при таком смещении, при котором дно зоны проводимости n – области располагается на одной высоте с вершиной валентной зоны p – области, что показано на рис. 23. В этом случае отсутствует перекрытие зон, и туннельный ток протекать не может.

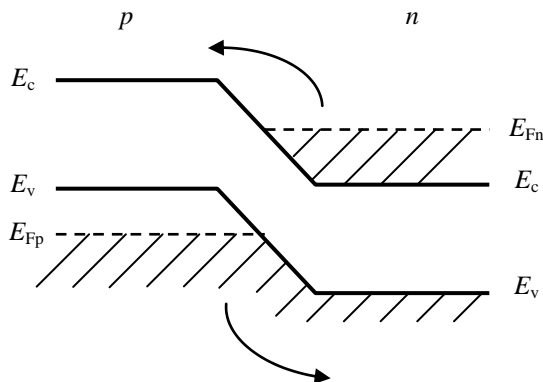


Рис. 23. Диаграмма туннельного диода при отсутствии перекрытия зон.

При дальнейшем увеличении прямого смещения через диод может протекать только диффузионный ток. Этот ток, как и в обычном диоде, образуется за счет инжекции неосновных носителей, что показано на рис. 23 стрелками. Прямой диффузионный ток будет расти по экспоненте с ростом прямого смещения в соответствии с формулой (23).

Основной особенностью вольт – амперной характеристики туннельных диодов является наличие спадающего участка, на котором диод обладает отрицательным дифференциальным сопротивлением.

В области туннельных токов у туннельных диодов ток создается только основными носителями. Поэтому накопление и рассасывание неосновных носителей у этих диодов практически отсутствует. Такие диоды обладают более совершенными частотными характеристиками и быстродействием по сравнению с обычными диодами. Туннельные диоды используются в приборах с низким уровнем мощности в качестве генераторов сверхвысокочастотных электромагнитных колебаний.

Туннельные диоды применяют также в качестве низковольтных стабилизаторов напряжения. В силу большой концентрации легирующих

примесей у них очень маленькие толщины обедненных слоев области пространственного заряда d . Уменьшение толщины потенциального барьера приводит к уменьшению напряжения пробоя $U_{пр}$ и, следовательно, напряжения стабилизации $U_{ст}$, что было рассмотрено в предыдущем разделе.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА $p - n$ – ПЕРЕХОДА

При повышении циклической частоты ω малого переменного сигнала инжектированные в переход неосновные носители не успевают продиффундировать в глубь пассивных областей диода на всю диффузионную длину. Они будут сосредоточены в тонком слое у границ $p - n$ – перехода. Это приведет к тому, что активное сопротивление R_a $p - n$ – перехода будет уменьшаться. Уменьшение активного сопротивления перехода и высокая концентрация неосновных носителей, локализованных в тонком слое у границ $p - n$ – перехода, приведут к тому, что ток, как в прямом, так и в обратном направлениях, будет достаточно большим. Значит, через переход будут хорошо проходить переменные сигналы малой мощности, которые подаются на диод.

Расчет показывает, что значение активного сопротивления $p - n$ – перехода обратно пропорционально корню квадратному из циклической частоты переменного сигнала $R_a \sim 1/\sqrt{\omega}$. Уменьшение активного сопротивления перехода на высоких частотах приводит к тому, что все большая часть напряжения, приложенного к диоду, будет падать не на переходе, а на сопротивлении пассивных областей диода R . Если активное сопротивление перехода станет меньше сопротивления пассивных областей диода, то ток, как при прямом, так и при обратном смещениях, будет определяться уже не сопротивлением обедненной области пространственного заряда R_a , а сопротивлением пассивных областей диода R , которое и будет ограничивать предельную частоту сигнала, проходящего через диод. Значение предельной циклической частоты переменного сигнала ω можно определить, сравнивая сопротивление пассивных областей диода R с сопротивлением барьерной емкости C_B , образующейся на $p - n$ – переходе, из следующих соотношений:

$$R = \frac{1}{C_B \omega_{пр}} \quad \text{откуда} \quad \omega_{пр} = \frac{1}{C_B R} . \quad (29)$$

Из соотношения (29) следует то, что для увеличения предельной частоты работы диода необходимо уменьшать произведение RC_B . Уменьшить значение RC_B можно путем уменьшения размеров изготавливаемых элементов, что достигается созданием точечных диодов.

К увеличению $\omega_{пр}$ приводит также уменьшение удельного сопротивления ρ пассивных областей диода. Так как, электропроводность полупроводников прямо пропорциональна концентрации носителей и обратно пропорциональна удельному сопротивлению, то зависимость удельного сопротивления от концентрации носителей тоже будет обратно пропорциональной $\rho \sim 1/n_{no}$. Следовательно, повышение концентрации носителей электрического тока приведет к снижению удельного сопротивления пассивных областей диода и увеличению предельной частоты $\omega_{пр}$ проходящего через переход переменного сигнала.

При концентрациях примесей больших, чем у обычных выпрямляющих диодов, но меньших, чем у туннельных диодов, получают так называемые обращенные диоды. У обращенных диодов p – и n – области перехода близки к вырождению. В состоянии термодинамического равновесия у них уровни Ферми очень близки к краям зон, а структура энергетических зон подобна структуре туннельного диода, представленной на рис. 23 (когда дно зоны проводимости n – области находится на одной высоте с вершиной валентной зоны p – области). Таким образом, у обращенных диодов прямой туннельный ток протекать не может. Прямое смещение создает только прямой диффузионный ток, нарастающий по экспоненте, как у обычного выпрямляющего диода, что показано на рис. 24.

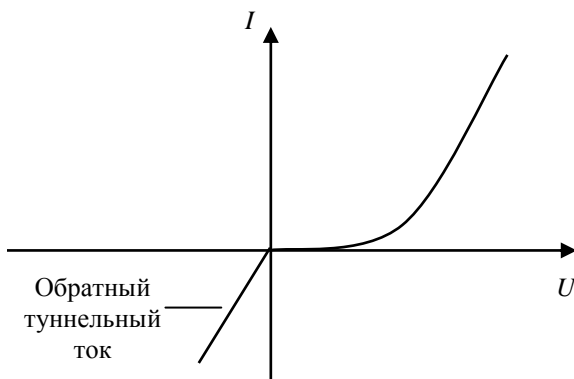


Рис. 24. Вольт – амперная характеристика обращенного диода.

Обратное смещение приводит к появлению перекрытия зон и создает условия для протекания обратного туннельного тока, образующегося за счет туннелирования электронов из валентной зоны p – области в зону проводимости n – области. Таким образом, обратная ветвь вольт – амперной характеристики обращенного диода аналогична ВАХ туннельного диода, а прямая ветвь ВАХ аналогична прямой ветви ВАХ обычного выпрямляющего диода. У таких диодов при малых смещениях ток в обратном направлении превышает ток в прямом направлении, что и обусловило название обращенного диода.

Через обращенные диоды хорошо проходят сигналы, как в прямом, так и в обратном направлениях в более широком диапазоне мощностей, чем в туннельных диодах. Обращенные диоды обладают наилучшими частотными характеристиками, поэтому они получили наиболее широкое распространение в качестве детекторов и генераторов сверхвысокочастотных электромагнитных колебаний.

ИМПУЛЬСНЫЕ СВОЙСТВА $p - n$ – ПЕРЕХОДА

Полупроводниковые диоды весьма широко применяются в импульсных схемах радиоэлектроники, вычислительной техники и автоматики. Основным параметром, определяющим пригодность диодов для этой цели, является их быстродействие. Оно характеризуется временем длительности переключения $p - n$ – перехода с прямого смещения на обратное и, наоборот, с обратного на прямое.

Под действием прямого смещения происходит инжекция неосновных носителей через границы $p - n$ – перехода, т.е. дырок в n – область и электронов в p – область. Дырки, инжектированные в n – область, притягивают к себе электроны из объема n – области, вследствие чего концентрация электронов в области пространственного заряда вблизи $p - n$ – перехода повышается по сравнению с их концентрацией в объеме. Отрицательный заряд притянутых электронов экранирует положительный заряд избыточных дырок. В p – области положительный заряд притянутых дырок экранирует отрицательный заряд инжектированных в нее электронов. Перемещение неосновных носителей вглубь полупроводника осуществляется путем диффузии, зависящей от градиентов концентраций электронов и дырок.

Рассмотрим протекание через диод импульсов тока противоположных полярностей, что показано на рис. 25. В момент включения прямого

смещения, что соответствует времени t_1 , прямой ток в диоде может быть больше своего нормального значения. Это обусловлено наличием большого количества дырок у границы перехода в n – области и электронов в p – области. По мере диффузии неосновных носителей вглубь полупроводников и их рекомбинации с основными носителями градиенты концентраций неосновных носителей уменьшаются, и прямой ток достигает своего нормального значения. Это происходит за время τ , определяющее время жизни избыточных электронов и дырок.

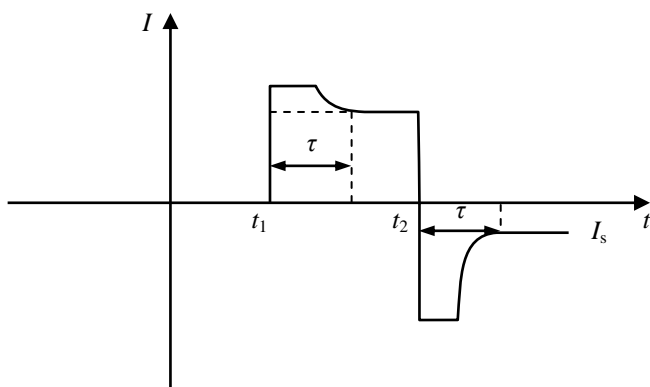


Рис. 25. Импульсы тока, проходящие через $p - n$ – переход.

При мгновенном переключении диода с прямого на обратное смещение, что соответствует моменту времени t_2 , обратный ток в начальный момент времени будет таким же, как и прямой. Это обусловлено очень большой концентрацией неосновных носителей в области пространственного заряда перехода. За время, равное времени жизни избыточных электронов и дырок τ , их градиент концентрации падает и обратный ток уменьшается до своего нормального значения, равного току насыщения I_s .

Таким образом, при переключении диода с прямого на обратное смещение, в нем протекают следующие переходные процессы: накопление неосновных носителей при прямом смещении и их рассасывание при обратном смещении. Эти переходные процессы и ограничивают быстродействие диода. Так как эти процессы завершаются за время жизни избыточных неосновных носителей τ , то это время и будет определять быстродействие импульсных диодов.

Для повышения быстродействия диодов необходимо уменьшать время жизни избыточных неосновных носителей. Это достигается легированием n – и p – областей примесями, создающими эффективные рекомбинационные центры, либо создающими электрическое поле, поджимающее неосновные носители к границе p – n – перехода. Встроенное поджимающее электрическое поле приводит к тому, что рассасывание неосновных носителей после переключения диода с прямого на обратное смещение заканчивается очень резко, что показано на рис. 26. Это позволяет использовать выброс обратного тока диода для формирования импульсов с очень крутым фронтом, для которых $\tau \sim 10^{-9} - 10^{-12}$ с.

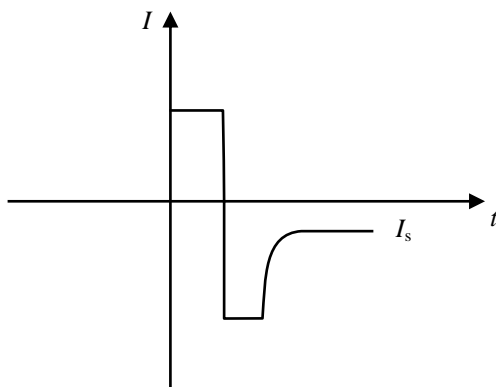


Рис. 26. Формирование практически идеальных импульсов прямого и обратного тока.

В качестве импульсных диодов очень часто используются диоды Шоттки. В таких диодах избыточные электроны, перешедшие через контакт полупроводника и металла за время порядка 10^{-12} с, рассасываются. Это обусловлено тем, что внесенный ими заряд создает поле, практически мгновенно перегруппировывающее электроны металла или полупроводника. Время переключения в диодах Шоттки удается довести до 10^{-11} с.

ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ. ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА

В процессе поглощения полупроводниками света энергия их квантов $E = h\nu$ поглощается электронами. Основными видами поглощения квантов света являются: собственное поглощение, примесное поглощение и поглощение свободными носителями заряда.

При собственном поглощении энергия квантов света, попадающих в полупроводник, идет на возбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости, что показано на рис. 27. В соответствие с законом сохранения энергии такое поглощение может происходить лишь в том случае, если энергия световых квантов $E = h\nu$ будет не меньше значения энергии ширины запрещенной зоны ΔE , т.е.

$$E = h\nu \geq \Delta E. \quad (30)$$

Из этого условия можно определить максимальную длину волны λ_{\max} собственного поглощения

$$h\nu_{\min} = h \frac{c}{\lambda_{\max}} = \Delta E \quad \Rightarrow \quad \lambda_{\max} = \frac{hc}{\Delta E}, \quad (31)$$

где h – постоянная Планка, равная $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, а ν – частота, связанная с длиной волны λ соотношением $\nu = c / \lambda$, где c – скорость света, равная $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Для кремния, у которого $\Delta E = 1,12$ эВ, $\lambda_{\max} = 1,11$ мкм, а для германия, у которого $\Delta E = 0,67$ эВ, λ_{\max} будет еще больше $\lambda_{\max} = 1,85$ мкм. Эти длины волн лежат в инфракрасной области спектра электромагнитных волн. Следует отметить, что видимая область спектра находится в пределах 400 – 760 нм. Электромагнитные волны, у которых $\lambda < 400$ нм, лежат в ультрафиолетовой области, а $\lambda > 760$ нм – в инфракрасной.

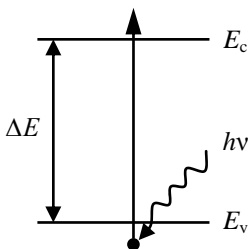


Рис. 27. Схема собственного поглощения кванта света.

Степень легирования полупроводника незначительно влияет на собственное поглощение до тех пор, пока полупроводник остается невырожденным.

При примесном поглощении под действием света может происходить переброс электронов с донорных уровней в зону проводимости и из валентной зоны на акцепторные уровни, расположенные в пределах запрещенной зоны, что показано на рис. 28 *а* и *б* соответственно.

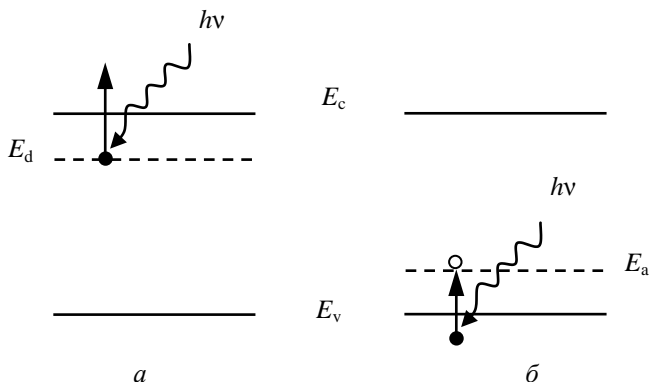


Рис. 28. Примесное поглощение света.

Так как энергии донорных и акцепторных уровней во много раз меньше энергии ширины запрещенной зоны, то граница примесного поглощения, в соответствии с формулой (31), будет смещена в область более длинных волн. Но следует также отметить следующее. Если примесные атомы уже будут ионизированы, то примесного поглощения наблюдаться не будет.

При поглощении света свободными носителями заряда они будут переходить с одних уровней на другие только в пределах разрешенных энергетических зон. При этом носители повышают свою энергию и будут передавать ее кристаллической решетке полупроводника. В этом случае энергия световой волны переходит в теплоту вследствие эффекта Джоуля – Ленца.

ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕТА

В процессе рекомбинации электронно-дырочных пар полупроводник может излучать электромагнитные волны. Процессы излучения обратны процессам поглощения, поэтому в состоянии теплового равновесия полупроводник излучает ровно столько же квантов света сколько и поглощает. Их длины волн зависят от разности энергий между энергетическими уровнями соответствующих переходов и определяются формулой

$$\lambda = \frac{hc}{E} . \quad (32)$$

Если в полупроводнике будут созданы избыточные неравновесные носители заряда, то это приведет к тому, что процессы излучения света будут преобладать над процессами поглощения и полупроводник начинает светиться.

Схемы излучательных переходов в полупроводниках показаны на рис. 29. Наиболее частыми являются межзонные переходы, показанные на рис. 29а, или переходы с донорных энергетических уровней в валентную зону (рис. 29б), а также переходы из зоны проводимости на акцепторные уровни (рис. 29в). Значительно реже происходят переходы с донорных на акцепторные уровни (рис. 29г). Для их реализации необходимо сильное легирование полупроводников, при котором атомы доноров и акцепторов должны находиться друг от друга на достаточно близком расстоянии, чтобы мог произойти такой переход.

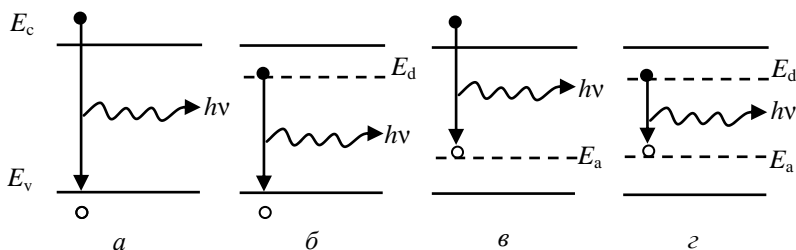


Рис. 29. Схемы излучательных переходов в полупроводниках.

СРЕДНЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ ИЗБЫТОЧНЫХ НОСИТЕЛЕЙ

Под действием света в полупроводнике образуются дополнительные, избыточные по сравнению с равновесными, свободные носители. Обозначая полную концентрацию электронов как n , а дырок – p , можем получить для концентрации избыточных неравновесных носителей значения

$$\Delta n = n - n_0, \Delta p = p - p_0, \quad (33)$$

где n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок, образующиеся за счет термогенерации. При неизменной интенсивности света концентрация избыточных носителей сначала будет быстро расти, а затем вследствие увеличивающейся скорости рекомбинации, ее рост замедляется и в конечном итоге устанавливается стационарное состояние, при котором скорость генерации неравновесных носителей будет равна скорости их рекомбинации. Это приведет к тому, что равновесные концентрации избыточных носителей станут равными $\Delta n_0 = \Delta p_0$.

После выключения света избыточные носители рекомбинируют и их концентрация будет постоянно уменьшаться по экспоненциальной зависимости

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-t/\tau}. \quad (34)$$

Из формулы (34) следует, что $\Delta n = \Delta n_0/e$ при $t = \tau$. Время $t = \tau$ называют средним временем жизни избыточных неравновесных носителей. Оно равно времени τ , в течение которого концентрация избыточных носителей вследствие рекомбинации уменьшается в e раз.

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ. ВНУТРЕННИЙ ФОТОЭФФЕКТ

При собственном или примесном поглощениях света происходит перераспределение электронов по энергетическим уровням полупроводника, и образуются избыточные свободные носители заряда. Это явление называют внутренним фотоэффектом. Наличие избыточных носителей заряда приводит к увеличению проводимости полупроводника. Добавочную проводимость, приобретаемую полупроводником при облучении его светом,

называют фотопроводимостью. Основную проводимость, обусловленную тепловым возбуждением свободных носителей заряда, называют темновой. Приборы, позволяющие регистрировать световое излучение с помощью явления фотопроводимости, называют фоторезисторами. На рис. 30 показана зависимость фотопроводимости σ_{ϕ} фоторезистора при включении и выключении потока света, падающего на него.

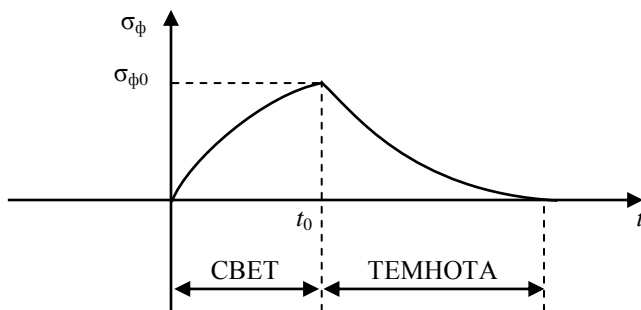


Рис. 30. Нарастание фотопроводимости при облучении полупроводника светом и ее спад после выключения облучения в момент времени t_0 .

Так как концентрация избыточных неравновесных носителей, образующихся при облучении полупроводника светом, изменяется по экспоненциальному закону (34), то нарастание фотопроводимости после включения светового импульса представляется уравнением

$$\sigma_{\phi} = \sigma_{\phi 0} (1 - e^{-t/\tau}), \quad (35)$$

а спад фотопроводимости после выключения света в момент времени t_0 представляется уравнением

$$\sigma_{\phi} = \sigma_{\phi 0} e^{-t/\tau}, \quad (36)$$

где $\sigma_{\phi 0}$ – стационарная установившаяся фотопроводимость, образующаяся в условиях постоянной освещенности фоторезистора. Из формул (35) и (36) следует то, что чем больше время жизни избыточных носителей τ , тем медленнее происходит нарастание и спад фотопроводимости, следовательно, тем более инерционен фотоприемник излучения.

На внутреннем фотоэффекте, образующемся при облучении полупроводников светом, основано действие фотосопротивлений. Так как количество образующихся избыточных носителей тока пропорционально световому потоку, то фоторезисторы применяются для целей фотометрии. В видимой области спектра применяются фотосопротивления, изготовленные из сернистого кадмия CdS . Фоторезисторы, изготовленные из PbS , PbTe , PbSe или InSb , используются в качестве детекторов инфракрасного излучения.

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ИЛИ ВЕНТИЛЬНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ

Фотогальванический эффект заключается в образовании в $p-n$ -переходе под действием света фото ЭДС. Рассмотрим $p-n$ -переход, на который направлен поток света. В состоянии равновесия на границе в области пространственного заряда образуется запирающее электрическое поле E_z , как показано на рис. 10, и образуется потенциальный барьер ϕ_z для основных носителей электрического поля, что показано на рис. 11а. Ток основных носителей в точности будет равен току неосновных, поэтому результирующий ток через переход не протекает. Под действием падающих на полупроводник квантов света в n - и p -областях образуются дополнительные пары избыточных носителей, что показано на рис. 31.

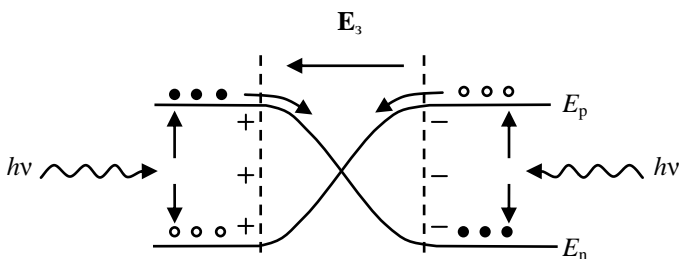


Рис. 31. Потенциальные энергии электронов и дырок в $p-n$ -переходе при облучении его светом.

Избыточные неосновные для данной области носители, образующиеся под действием света, запирающим электрическим полем беспрепятственно перебрасываются через переход. В результате этого в p -области происхо-

дит накопление избыточного положительного заряда и она заряжается положительно, а в n – области происходит накопление избыточного отрицательного заряда и она заряжается отрицательно. Вследствие этого на переходе формируется прямое смещение U_{ϕ} . Приложенное к переходу прямое напряжение и представляет собой фото ЭДС. Под действием этого прямого смещения происходит понижение потенциального барьера для основных носителей до значения $\varphi = \varphi_3 - eU_{\phi}$ и появлению в переходе прямого тока, что показано на рис. 11б.

Если внешняя цепь разомкнута, то напряжение фото ЭДС U_{ϕ} будет увеличиваться до тех пор, пока прямой ток, текущий через переход, не уравнивает обратный фототок, созданный избыточными неравновесными неосновными носителями. Таким образом, в состоянии равновесия через разомкнутый $p - n$ – переход течет в прямом направлении ток основных носителей

$$I_{\text{пр}} = I_s e^{eU_{\phi}/kT}, \quad (37)$$

а навстречу ему обратный ток насыщения I_s и фототок I_{ϕ} . Полный ток, текущий через переход, будет равен нулю

$$I_s e^{eU_{\phi}/kT} - I_s - I_{\phi} = 0. \quad (38)$$

Из соотношения (38) можно рассчитать значение фото ЭДС, образующейся в переходе под действием света

$$U_{\phi} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{\phi}}{I_s} + 1 \right). \quad (39)$$

Величина фото ЭДС будет зависеть от величины потока света, падающего на переход, который определяет фототок I_{ϕ} , и температуры полупроводников.

При включении освещенного $p - n$ – перехода на внешнее нагрузочное сопротивление R создается ток I , протекающий во внешней цепи. В этом случае соотношение (38) необходимо переписать следующим образом

$$I_s e^{eU_{\phi}/kT} - I_s - I_{\phi} = -I. \quad (40)$$

Тогда значение фото ЭДС будет равно

$$U_{\phi} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{\phi} - I}{I_s} + 1 \right). \quad (41)$$

Если на освещенный $n - p$ – переход подать внешнее напряжение U , то через него будет протекать обычный темновой ток

$$I = I_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (42)$$

как через диод, находящийся под внешним напряжением U , и первичный отрицательный обычный фототок I_{ϕ} . Суммарный ток, текущий через переход, в этом случае будет равен

$$I = I_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - I_{\phi}, \quad (43)$$

а вольт – амперная характеристика освещенного диода будет смещена относительно ВАХ неосвещенного диода вниз по оси токов на величину фототока I_{ϕ} , что показано на рис. 32.

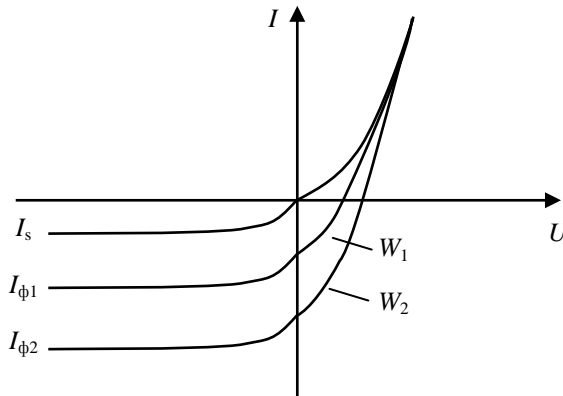


Рис. 32. ВАХ диода в отсутствии освещения и при различных мощностях освещения W ($W_2 > W_1$).

Если подключить освещенный $p - n$ – переход к внешней нагрузке, в ней будет протекать фототок $I_{\text{ф}}$, зависящий от уровня освещенности перехода. При не очень больших освещенностях сила этого тока прямо пропорциональна мощности падающего на переход светового потока W . На этом основан принцип действия фотоэлектрических фотометров, применяемых в качестве фотоэкспонетров, например, в фотографии.

При последовательном соединении $p - n$ – переходов их напряжения фото ЭДС будут складываться, и они образуют солнечную батарею, позволяющую производить электропитание различной радиоаппаратуры и электротехники. Солнечные батареи в основном изготавливают на основе кремния или арсенида галлия.

СВЕТОДИОДЫ

При прохождении прямого тока через диод концентрация неосновных носителей у границ $p - n$ – перехода резко повышается и становится значительно выше равновесной. Рекомбинация неосновных носителей может протекать с излучением света, что было рассмотрено ранее. Если существенная доля актов рекомбинации проходит с излучением света, то, создав условия для выхода этого света наружу за пределы диода, полупроводниковый диод можно использовать как источник излучения. Такие диоды называют светодиодами.

Светодиоды могут испускать излучение в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра электромагнитных волн. Чувствительность человеческого глаза спадает до нуля при длинах волн $\lambda < 390$ нм и больших $\lambda > 770$ нм, что соответствует краям видимого диапазона спектра. Поэтому, чтобы кванты света, полученные при рекомбинации, соответствовали квантам видимого света, ширина запрещенной зоны ΔE полупроводника должна быть не меньше $\Delta E > 1,7$ эВ. Тогда длина волны излучаемого света, определяемая формулами (31) и (32), будет равна

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1,7 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 730,8 \text{ нм} . \quad (44)$$

При меньших значениях ширины запрещенной зоны ΔE кванты света, излучаемые светодиодами, будут лежать в инфракрасной области спектра и человеческим глазом восприниматься не будут.

Наиболее перспективным материалом для светодиодов, излучающих в видимой области спектра, является арсенид галлия, легированный фосфором $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ с различными степенями легирования x . При $x = 0$, т.е. у чистого арсенида галлия ширина запрещенной зоны $\Delta E = 1,424$ эВ. Это означает, что чистый GaAs излучает электромагнитные волны в инфракрасной области спектра. По мере роста количества легирующей примеси фосфора ширина запрещенной зоны соединения растет и при $x = 0,45$ достигает значения $\Delta E = 1,977$ эВ, что уже больше $\Delta E = 1,7$ эВ и соответствует видимой области спектра. Таким образом, выбирая для светодиода полупроводник с различным значением концентрации легирующей примеси фосфора, можно получить различные значения ширины запрещенной зоны и, в соответствии с формулой (44), различные значения испускаемых длин волн, что дает различные цвета свечения диода. Так в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ можно получить свечение от красного для $\Delta E = 1,8$ эВ до желтого при $x = 0,45$ и $\Delta E = 1,977$ эВ. При $x > 0,45$ полупроводник становится непрямозонным и непригодным для излучения света, так как у прямозонных полупроводников процесс излучательной рекомбинации является доминирующим над неизлучательной. Светодиоды на основе GaP излучают зеленый цвет, а на основе ZnS, ZnSe, GaN, SiC – синий. У таких диодов очень большая ширина запрещенной зоны ΔE .

Светодиоды применяют в качестве малогабаритных световых индикаторов, а также для оптической связи. В качестве оптической связи применяются оптроны. Оптрон представляет собой светодиод в сочетании с фотоприемником, в качестве которого чаще всего применяют фотодиод. На рис. 33 показана схема оптрона, содержащего светодиод в качестве источника света и фотодиод – в качестве детектора.

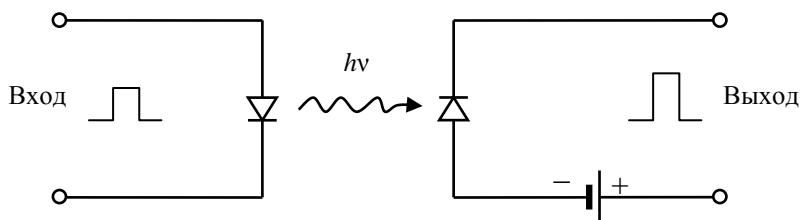


Рис. 33. Схема оптронной пары.

Излучение, генерируемое светодиодом при подаче на него входного электрического сигнала, детектируется фотодиодом. Затем излучение

вновь преобразуется в электрический сигнал в виде тока, который протекает через сопротивление нагрузки на выходе. Таким образом, оптроны могут обеспечивать электрическую развязку между входным или управляющим сигналом и выходным. Передача сигналов осуществляется со скоростью света. Быстродействие оптронных пар достигает величины порядка 10^{-9} с. На основе оптронов создаются различные оптические логические элементы.

В ультрафиолетовой и видимой областях спектра высокой квантовой эффективностью обладают фотодиоды со структурой металл – полупроводник. В ближнем инфракрасном диапазоне на длинах волн $\lambda = 0,8 - 0,9$ мкм используют кремниевые фотодиоды, у которых квантовая эффективность может достигать 100 %. В области длин волн $\lambda = 1 - 1,6$ мкм высокой квантовой эффективностью характеризуются фотодиоды на основе германия или более сложных соединений, таких как GaInAs и GaInAsP.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Полупроводниковые лазеры, подобно другим лазерам или оптическим квантовым генераторам (ОКГ), излучают узконаправленное монохроматическое излучение, когерентное в пространстве и времени. Работа лазеров основана на образовании не спонтанного, а вынужденного излучения света с частотой

$$\nu = \frac{E_n - E_p}{h} . \quad (45)$$

При этом переход электрона с верхнего энергетического уровня E_n на свободный нижний уровень E_p оказывается не самопроизвольным, а вынужденным или стимулированным самой же световой волной. Столкновение фотона, обладающего энергией $h\nu$, с атомом, находящемся в возбужденном состоянии, стимулирует мгновенный переход атома в основное состояние с испусканием фотона с такой же энергией $h\nu$, частотой и фазой, как у падающего излучения. При этом энергия кванта $h\nu = E_n - E_p$ передается вызывающей переход световой волне, увеличивая ее амплитуду, что приводит к значительному усилению света. Процесс стимулированного излучения показан на рис. 34.

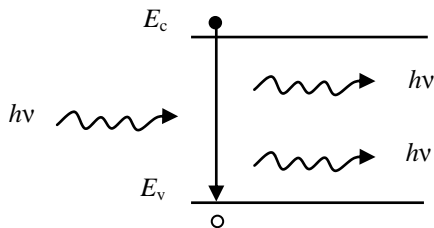


Рис. 34. Схема индуцированного излучения света.

Для того, чтобы процесс стимулированного излучения мог протекать, необходимо создать инверсную заселенность уровней. При инверсной заселенности заселенность верхних уровней должна быть выше заселенности нижних. В условиях термодинамического равновесия степень заселенности нижних энергетических уровней всегда будет выше, чем верхних. В этом случае кванты света будут преимущественно поглощаться, и усиления потока световой волны не будет. Чтобы получить инверсную заселенность полупроводники необходимо вывести из состояния теплового равновесия. Область полупроводника, в которой достигнута инверсная заселенность уровней, называют активной.

Полупроводниковые лазеры изготавливают на основе $p - n$ - перехода, изготовленного на основе вырожденных полупроводников, что соответствует туннельным диодам. Рассмотрим принцип работы, так называемого инжекционного лазера. На рис. 19 показана энергетическая диаграмма туннельного диода в состоянии термодинамического равновесия. При таком расположении энергии Ферми состояния вблизи вершины валентной зоны p - области оказываются свободными, а состояния вблизи дна зоны проводимости n - области заполнены электронами. Если на такой $p - n$ - переход подать прямое смещение, то высота потенциального барьера для основных носителей уменьшится и структура энергетических зон сможет принять вид, показанный на рис. 35.

В этом случае в области пространственного заряда ширины d образуется активная область, обладающая инверсной заселенностью зон. В активной области над практически свободными уровнями валентной зоны будут располагаться полностью заполненные уровни зоны проводимости. В этом случае спонтанно возникающие кванты, вследствие рекомбинации электронно-дырочных пар, вызывают стимулированное излучение.

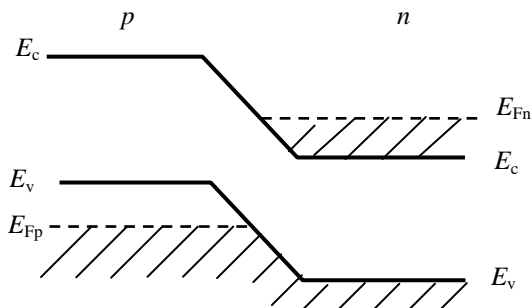


Рис. 35. Энергетическая диаграмма вырожденного $p-n$ – перехода в режиме прямого смещения.

Схема устройства полупроводникового инжекционного лазера показана на рис. 36. Кристалл с $p-n$ – переходом имеет форму параллелепипеда, две противоположные боковые полированные грани которого делают строго параллельными друг другу и перпендикулярными плоскости $p-n$ – перехода. Они полируются и выполняют роль оптического резонатора, заставляющего стимулированное излучение, образующееся в активной области перехода, многократно проходить через кристалл. Когерентное излучение выводят через одну из граней оптического резонатора. При этом две другие грани делаются шероховатыми, вследствие чего они не могут выполнять роль оптического резонатора и не создают излучения в направлениях, не совпадающих с главным. К этим граням присоединяют омические контакты и через них подводят внешнее прямое смещение.

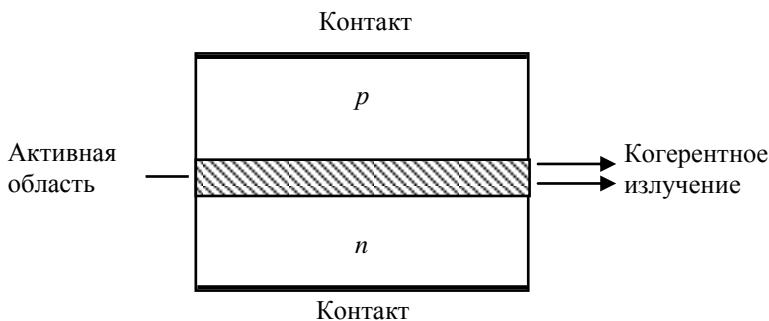


Рис. 36. Схема полупроводникового инжекционного лазера на основе $p-n$ – перехода.

Смещение лазерного диода в прямом направлении приводит к образованию прямого тока. Вначале, при низких значениях тока образуется спонтанное излучение, которое распространяется во всех направлениях. При увеличении смещения ток достигает порогового значения, при котором создаются условия для стимулированного излучения. При этом практически все излучение концентрируется в активной области пространственного заряда $p - n$ – перехода, распространяясь перпендикулярно отражающим граням. Так как ширина $p - n$ – перехода d очень мала, то излучение полупроводникового лазера является монохроматическим и строго узконаправленным.

Наиболее широкое распространение получили инжекционные лазеры, созданные на основе арсенида галлия. Они могут излучать как в инфракрасной, так и в видимой областях спектра. При этом размеры лазерных кристаллов могут быть со сторонами в несколько десятых долей миллиметра.

Так как лазерное излучение в $p - n$ – переходе образуется непосредственно под действием электрического тока, проходящего через кристалл, то это позволяет осуществлять модуляцию излучения за счет модуляции тока. Эта модуляция может проводиться на высоких частотах. Благодаря малым размерам и возможности высокочастотной модуляции полупроводниковые лазеры применяются в качестве источников излучения для передачи сигнала в волоконно-оптических линиях связи.

Оптически связанные полупроводниковые лазеры могут быть применены для построения оптических логических элементов высокого быстродействия. В настоящее время реализованы логические элементы на полупроводниковых лазерах с быстродействием порядка 10^{-10} с. На основе этих элементов могут быть созданы сверхбыстродействующие устройства ЭВМ, обладающие высокой помехоустойчивостью.

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ЛИНИИ СВЯЗИ

Передача информации в волоконно-оптических линиях связи осуществляется по волоконно-оптическим кабелям. В них световые сигналы проходят по волоконным светодиодам. Волоконный светодиод представляет собой волновод, в котором свет удерживается в пределах тонкого стекловолокна и может передаваться на большие расстояния. Волоконно-оптические линии связи обладают следующими основными особенностями.

Низкими потерями передаваемых сигналов. В них потери на два порядка меньше, чем в медных проводах. Это позволяет передавать сигналы на большие расстояния и удлинить участки между ретрансляторами.

Широкой полосой пропускания сигналов. Полоса пропускания сигнала по волоконным светодиодам более 1 ГГц·км. Это тоже позволяет увеличить протяженность участков между ретрансляторами и объем передаваемой информации.

Волоконно-оптические кабели обладают малой толщиной и небольшим весом. Их легко прокладывать.

Волоконно-оптические линии связи не подвержены влиянию электромагнитной индукции. Их можно прокладывать вблизи или совместно с электрическими кабелями любого назначения. Они устойчивы к ударам молний, поэтому их можно прокладывать на открытом воздухе вдоль линий электропередач.

Для волоконно-оптических линий связи характерны малые утечки излучения. Они значительно меньше, чем в обычных проводных линиях связи. Это делает возможной высокую степень секретности передачи информации.

Волоконно-оптическая связь удобна для передачи сигналов в цифровой форме, задаваемой импульсно – кодовой модуляцией аналоговых сигналов, с последующим ее преобразованием в электрические сигналы. Это означает преобразование электрического сигнала в сигнал интенсивности излучения. На выходе оптические сигналы вновь преобразуются в электрические в приемных устройствах. При использовании аналоговой системы модуляции в волоконно-оптической линии связи дальность связи без ретрансляторов не превышает 10 км.

В волоконно-оптической связи выделяют три различные по скорости передачи информации и дальности связи группы линий связи, в которых используются различные виды светоизлучающих и фотоприемных элементов, а также световодов. К первой группе относятся волоконно-оптические линии связи с небольшой скоростью передачи информации до нескольких десятков Мегабит в секунду. В этом случае в качестве светоизлучающих и фотоприемных элементов в линиях применяются световоды, работающие в инфракрасной области спектра электромагнитных волн. Такие линии работают на небольшие расстояния. Ко второй группе относятся линии, обеспечивающие скорость передачи информации более, чем несколько десятков Мегабит в секунду при дальности связи на расстояния

свыше нескольких десятков километров. В таких линиях светоизлучающими элементами являются лазеры, работающие в инфракрасной области спектра, а в качестве фотоприемников используются лавинные фотодиоды. К третьей группе относятся волоконно-оптические линии связи с высокой скоростью передачи информации и большой дальностью связи. При этом применяется излучение с длиной волны 1,55 мкм, для которой потери излучения в световоде минимальны.

Волоконно-оптические линии связи более экономичны, чем металлические кабельные линии. Они применяются как для создания сетей связи на дальних расстояниях с передачей больших объемов информации, так и локальных сетей сравнительно малого радиуса действия. Благодаря разработке новых материалов световодов с очень малыми потерями излучения и повышению быстродействия светоизлучающих приборов дальность связи и объемы передаваемой по линиям информации продолжают возрастать и расширяется сфера их применения.

БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Транзисторы являются основными и наиболее важными элементами полупроводниковой электроники. Они являются усилительными приборами, служащими для усиления электрических сигналов, а также преобразования энергии источника питания в энергию электромагнитных колебаний, т.е. генерации колебаний, быстрого переключения, т.е. коммутации, и выполнения многих других важных функций преобразования электрических сигналов. Транзисторы являются важнейшими компонентами быстродействующих вычислительных машин, средств связи и бытовой электронной аппаратуры. Транзисторы имеют очень много конструктивно-технологических разновидностей, но по принципу действия их подразделяют на два основных класса: биполярные и униполярные.

Биполярный транзистор состоит из двух близкорасположенных друг к другу $p - n$ – переходов. По своей структуре такие транзисторы могут быть либо $n - p - n$ или $p - n - p$ – типа, т.е. они состоят из полупроводниковых слоев с различными видами проводимости. В физических процессах, протекающих в таких транзисторах, принимают участие как электроны, так и дырки. Поэтому они называются биполярными. Рассмотрим принцип работы наиболее распространенного транзистора $n - p - n$ – типа, схема которого показана на рис. 37.

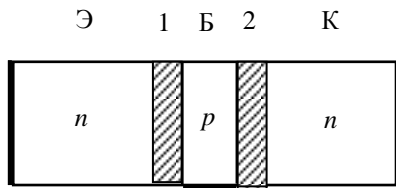


Рис. 37. Структура $n-p-n$ транзистора.

Транзистор состоит из трех областей: левой n – области, называемой эмиттером, средней p – области, называемой базой, и правой n – области, называемой коллектором. Эти области отделены одна от другой двумя $p-n$ – переходами: эмиттерным – 1 и коллекторным – 2. Посредством омических контактов транзистор включается в цепь. Существуют различные схемы включения транзистора в цепь.

СХЕМА ВКЛЮЧЕНИЯ С ОБЩЕЙ БАЗОЙ

Схема включения $n-p-n$ транзистора с общей базой в активном режиме работы показана на рис. 38. При нормальном режиме работы транзистора его эмиттерный переход включен в прямом направлении, а коллекторный – в обратном, а базовый вывод транзистора является общим для входной (эмиттерной) и выходной (коллекторной) цепей.

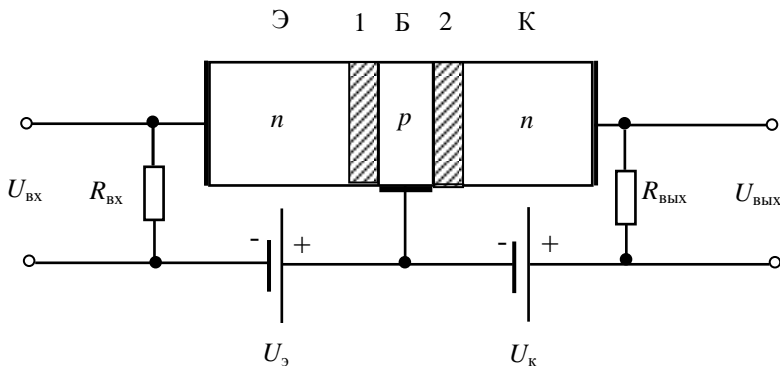


Рис. 38. Схема включения биполярного транзистора с общей базой.

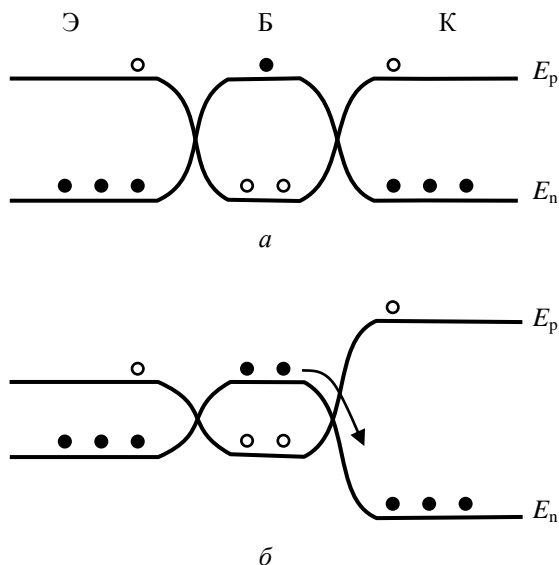


Рис. 39. Потенциальная энергия электронов и дырок в состоянии равновесия: *а* – при отсутствии смещающего напряжения и входного сигнала; *б* – при наличии прямого смещения на эмиттерном переходе и обратного на коллекторном.

Схема потенциальных энергий электронов и дырок на обоих переходах приведена на рис. 39. При таком включении через понизившийся потенциальный барьер эмиттерного перехода протекает большой прямой ток основных носителей, а через коллекторный переход протекает только обратный ток неосновных носителей. Протекание прямого тока приводит к инжекции электронов в область базы, где они являются неосновными носителями. Ширину базы делают очень маленькой, значительно меньше диффузионной длины электронов в базе. Поэтому электроны, инжектированные в базу из эмиттера, диффундируют к коллектору. Концентрацию легирующих донорных примесей эмиттера делают значительно больше концентрации акцепторных примесей базы. Это приводит к тому, что инжектированные из эмиттера в базу электроны за время их диффузии к коллектору, не успевают рекомбинировать с дырками базы и практически все достигают коллектора. Так как коллекторный переход включен в обратном направлении, то инжектированные из эмиттера в базу электроны,

дошедшие до коллектора, будут захвачены электрическим полем перехода и беспрепятственно переброшены через коллекторный переход, что показано стрелкой на рис. 39. Обратный ток коллекторного перехода практически будет равен прямому току эмиттерного перехода $I_K \approx I_3$. Коэффициент передачи тока от эмиттера к коллектору

$$\alpha = I_K / I_3 \quad (46)$$

очень близок к единице, а коллектор способен собирать только электроны. Таким образом, электронный ток эмиттерного перехода I_3 транзистора течет не через базовый его вывод, а через коллектор и далее через выходное сопротивление нагрузки $R_{\text{вых}}$. Ток базы будет значительно меньше как тока эмиттера, так и тока коллектора. Он будет равен

$$I_B = I_3 - I_K. \quad (47)$$

При включении транзистора с общей базой усиления тока не происходит. Входной ток, т.е. ток эмиттера и выходной ток, т.е. ток коллектора, практически равны друг другу. Такая схема включения позволяет получить усиление сигнала по напряжению. Так как эмиттерный переход включен в прямом направлении, то он будет обладать очень маленьким сопротивлением, которое схематически показано на рис. 38 как $R_{\text{вх}}$. Тогда выходное напряжение можно записать как

$$U_{\text{вых}} = I_3 \cdot R_{\text{вых}}. \quad (48)$$

Сопротивление обратносмещенного коллекторного перехода очень велико. Поэтому в выходную цепь коллектора последовательно с ним можно подключить весьма большое сопротивление нагрузки $R_{\text{вых}}$. Это не приведет к заметному изменению тока в выходной цепи и ток коллектора останется практически тем же. Тогда выходное напряжение будет равно

$$U_{\text{вых}} = I_K \cdot R_{\text{вых}} \approx I_3 \cdot R_{\text{вых}}. \quad (49)$$

Так как выходное сопротивление будет значительно больше входного $R_{\text{вых}} \gg R_{\text{вх}}$, то и выходное напряжение будет значительно больше входного $U_{\text{вых}} \gg U_{\text{вх}}$.

Мощность, выделяемая в электрической цепи $P = I \cdot U$. Тогда мощность входного сигнала $P_{\text{вх}} = I_3 \cdot U_{\text{вх}}$, а выходного $P_{\text{вых}} = I_K \cdot U_{\text{вых}} \approx I_3 \cdot U_{\text{вых}}$.

Так как $U_{\text{вых}}$ значительно больше $U_{\text{вх}}$, то и выходная мощность будет значительно больше входной $P_{\text{вых}} \gg P_{\text{вх}}$. Таким образом, при включении транзистора в схему с общей базой достигается усиление сигнала по напряжению и мощности.

Характер зависимостей выходных вольт – амперных характеристик транзистора, включенного по схеме с общей базой, аналогичен обратной ветви ВАХ выпрямляющего диода, так как коллекторный переход включен в обратном направлении. В этом случае ток и напряжение будут величинами отрицательными, но для удобства рассмотрения ВАХ транзистора будем считать их величинами положительными. Тогда при отсутствии тока эмиттера $I_э = 0$, через коллекторный переход протекает обратный ток, обусловленный приложенным к нему обратным напряжением $U_к$

$$I_к = -I_{\text{ко}} \left(e^{\frac{eU_к}{kT}} - 1 \right), \quad (50)$$

где $I_{\text{ко}}$ – обратный ток насыщения коллекторного перехода. Знак минус определяется выбором положительного направления тока коллектора $I_к$. Если через эмиттер будет протекать ток $I_э$, то полный ток коллектора определяется формулой

$$I_к = \alpha I_э - I_{\text{ко}} \left(e^{\frac{eU_к}{kT}} - 1 \right), \quad (51)$$

где α – коэффициент передачи тока эмиттера, определяемый формулой (46). Формула (51) определяет семейство выходных вольт – амперных характеристик транзистора, подключенного в цепь в общей базой, приведенных на рис. 40.

При $I_э = 0$ выходная ВАХ транзистора подобна характеристике выпрямляющего диода, показанной на рис. 12. Если на транзистор подается некоторый ток эмиттера $I_э$, то ток коллектора увеличивается на значение $\alpha I_э$. Таким образом, изменяя ток эмиттера, можно менять значение тока коллектора $I_к$ и управлять сигналом, проходящим через транзистор, усиливая его по напряжению и мощности.

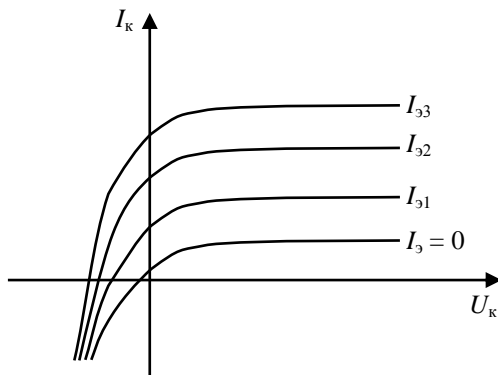


Рис. 40. Выходные характеристики транзистора в схеме с общей базой.

В транзисторах, построенных на основе $p - n - p$ – полупроводников, роль электронов играют дырки. Других отличий нет и принципы работы обоих транзисторов аналогичны. Но электроны обладают большими подвижностями, чем дырки, поэтому структуры $n - p - n$ – типа распространены значительно шире и обладают более высокими частотными характеристиками.

СХЕМА ВКЛЮЧЕНИЯ С ОБЩИМ ЭМИТТЕРОМ

Схема включения $n - p - n$ – транзистора с общим эмиттером показана на рис. 41. В такой схеме включения эмиттерный переход включен в прямом направлении, а коллекторный – в обратном, как и в схеме с общей базой. Но, в отличие от схемы с общей базой, в такой схеме входным током является не ток эмиттера I_{β} , а ток базы $I_{\text{Б}}$, а выходным – ток коллектора $I_{\text{К}}$. В соответствии с первым правилом Кирхгофа для токов транзистора будет справедливым следующее равенство

$$I_{\beta} = I_{\text{К}} + I_{\text{Б}}. \quad (52)$$

Ток эмиттера и коллектора в соответствие с (46) связаны между собой соотношением $I_{\text{К}} = \alpha \cdot I_{\beta}$. Выразая из него ток эмиттера, и подставляя в (52), для токов коллектора и базы получим следующее соотношение

$$I_{\kappa} = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_{\text{Б}} = B \cdot I_{\kappa}, \quad (53)$$

где $B = \alpha/1-\alpha$ представляет собой коэффициент усиления сигнала по току в схеме с общим эмиттером или коэффициент передачи тока базы. Так как в транзисторе $\alpha \approx 1$, то $B \gg 1$. Например, в хорошем транзисторе $\alpha = 0,995$, тогда $B \approx 200$. Таким образом, в схеме с общим эмиттером происходит усиление транзистором сигнала по току.

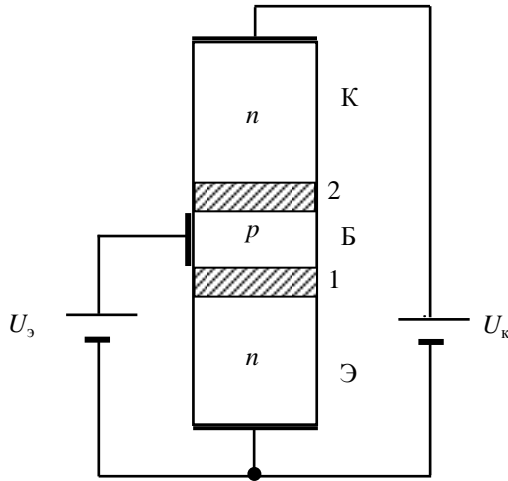


Рис. 41. Схема включения биполярного транзистора с общим эмиттером.

Полный ток, протекающий через выходную цепь коллектора, при такой схеме включения может быть представлен формулой

$$I_{\kappa} = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_{\text{Б}} - \frac{I_{\text{к0}}}{1-\alpha} \left(e^{-\frac{eU_{\kappa}}{kT}} - 1 \right). \quad (54)$$

Выражение (54) определяет семейство выходных ВАХ транзистора в схеме с общим эмиттером, представленных на рис. 42.

В отличие от выходных характеристик транзистора в схеме с общей базой у ВАХ с общим эмиттером наблюдается некоторый положительный

наклон, чуть больший, чем в транзисторе с общей базой (рис. 40). Он обусловлен ростом α по мере увеличения значения обратного напряжения коллекторного перехода U_K . Это обусловлено тем, что по мере увеличения обратного смещения U_K происходит расширение области объемного заряда коллекторного $p - n$ – перехода и сужения базы транзистора. Уменьшение ширины базы транзистора приводит к росту α , и, согласно с формулой (54), повышению тока коллектора I_K .

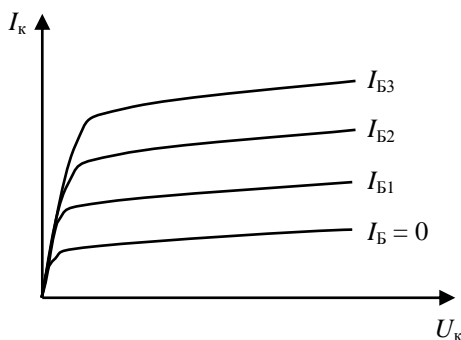


Рис.42. Выходные характеристики транзистора в схеме с общим эмиттером.

Таким образом, в схеме с общим эмиттером, изменяя ток базы транзистора I_B , можно менять значение выходного тока коллектора I_K и, в соответствии с формулой (54), управлять сигналом, проходящим через транзистор, усиливая его по току и мощности.

ПОЛЕВЫЕ ИЛИ УНИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

В таких транзисторах используется эффект влияния электрического поля на процессы, происходящие в полупроводниках, поэтому они получили название полевые. В биполярных транзисторах $n - p - n$ – или $p - n - p$ – типов происходит инжекция неосновных носителей тока в базовую область и в процессе создания электрического тока принимают участие, как электроны, так и дырки, из-за чего они получили название биполярные. В полевых транзисторах ток переносится только основными носителями, т.е. зарядами одного знака. Поэтому полевые транзисторы также называют униполярными.

Существуют несколько разновидностей полевых транзисторов. Главной их особенностью является то, что их цепь управления изолирована от выходной цепи диэлектриком или обратносмещенным $p - n$ – переходом. Рассмотрим наиболее распространенную из них.

Основным элементом полевых транзисторов является структура металл – диэлектрик – полупроводник (МДП), представленная на рис. 43.

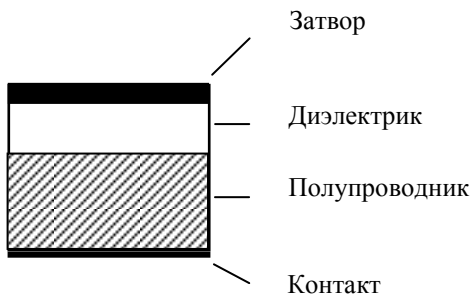


Рис. 43. Схема МДП – структуры.

В качестве диэлектрической прослойки между металлом и полупроводником в подавляющем большинстве случаев используют тонкий слой оксида, образуемого на поверхности полупроводника. Поэтому такие структуры носят название металл – оксид – полупроводник или МОП – структур. Полевые транзисторы изготавливают в основном на основе кремния, поэтому в качестве диэлектрической прослойки используют его диоксид SiO_2 . Металлический электрод наносят на слой оксида в виде тонкой пленки методом вакуумного напыления. Этот электрод называется затвором.

В качестве основы полевого транзистора используют кремний, легированный либо донорной, либо акцепторной примесью. Тогда, если на затвор подать некоторое напряжение смещения относительно полупроводника, то под действием электрического поля, созданного затвором, у поверхности полупроводника образуется область объемного заряда, знак которого противоположен знаку заряда на затворе. В этой области концентрация носителей тока может существенно отличаться от их объемной концентрации. Если знак заряда затвора совпадает со знаком основных

носителей тока в полупроводнике, то под его влиянием происходит отталкивание от поверхности полупроводника основных носителей. В этом случае в приповерхностном слое образуются обедненные основными носителями слои, в которых проводимость создают неосновные носители. Если знак заряда затвора противоположен знаку основных носителей тока в полупроводнике, то под влиянием электрического поля затвора происходит притяжение к поверхности основных носителей и обогащение ими приповерхностного слоя. Такие слои называют обогащенными. Как мы видели раньше, при рассмотрении диодов, практический интерес представляет образование обедненных слоев.

Рассмотрим зонную структуру полупроводника n – типа при отрицательном заряде на затворе, что показано на рис. 44. В объеме донорного полупроводника уровень Ферми располагается выше середины запрещенной зоны E_i , ближе к дну зоны проводимости. Поэтому в объеме расстояние μ от дна зоны проводимости до уровня Ферми меньше расстояния μ' от уровня Ферми до потолка валентной зоны, а равновесная концентрация электронов больше равновесной концентрации дырок, как и должно быть в полупроводнике n – типа ($\mu < \mu'$ и $n_o > p_o$).

Электрическим полем затвора на поверхности полупроводника образуется слой объемного заряда толщины d , в котором концентрация носителей тока отличается от объемной. Это приводит к тому, что между поверхностью и объемом полупроводника образуется поверхностная разность потенциалов U_s , под действием которой энергетические зоны полупроводника изгибаются вверх и для электронов образуется потенциальный барьер величины $\phi_s = eU_s$. Если бы затвор был заряжен положительно, то зоны изгибались бы вниз, что было рассмотрено в разделе контакт металла с полупроводником и показано на рис. 14 и 15. Но в нашем случае контакт металла с полупроводником отсутствует и между ними не протекает электрический ток. Поэтому химический потенциал полупроводника, т.е. его энергия Ферми не изменяется и остается на одном и том же уровне.

За счет того, что в поверхностном слое объемного заряда толщины d происходит искривление энергетических зон полупроводника, то расстояние μ от дна зоны проводимости E_c до уровня Ферми E_F по мере приближения к поверхности полупроводника непрерывно увеличивается, а расстояние μ' от потолка валентной зоны E_v до уровня Ферми E_F непрерывно уменьшается.

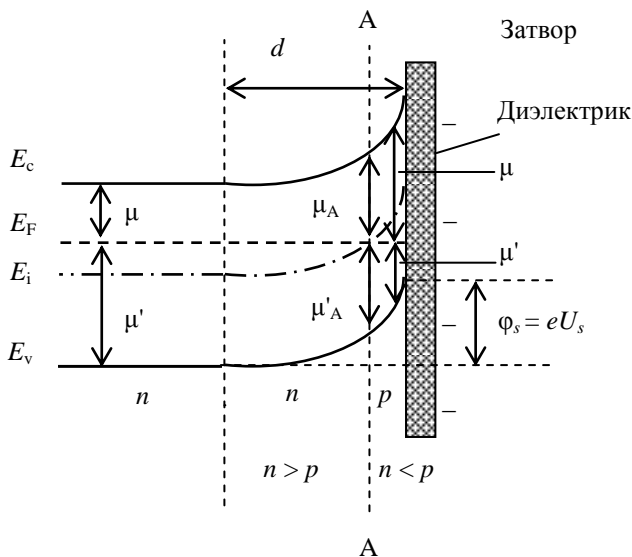


Рис. 44. Зонная структура полупроводника n – типа при отрицательном заряде на затворе.

При достижении сечения AA эти расстояния становятся равными друг другу $\mu_A = \mu'_A$. Это означает, что на данной глубине от поверхности полупроводник становится собственным и у него концентрации электронов и дырок станут равными друг другу $n = p = n_i$, а энергия Ферми в точности будет располагаться по центру ширины запрещенной зоны, как показано на рис. 5. Правее сечения AA расстояние μ от дна зоны проводимости до уровня Ферми становится больше расстояния μ' от энергии Ферми до потолка валентной зоны. Это будет характерно для акцепторных полупроводников, у которых концентрация дырок больше концентрации электронов, а структура энергетических зон показана на рис. 8. Таким образом, в непосредственной близости от поверхности полупроводника, где $\mu > \mu'$ и $p > n$, вид проводимости полупроводника меняется, и он становится полупроводником p – типа. Слои у поверхности полупроводника, обладающие типом проводимости противоположным объемному, называют инверсионными. К инверсионному слою вглубь от поверхности в области пространственного заряда примыкает слой обеднения. Такая структура харак-

терна для $p - n$ – перехода. Таким образом, под действием электрического поля, создаваемого затвором у поверхности полупроводника возле границы раздела с диэлектриком, образуется поверхностный $p - n$ – переход. Это используется для создания полевых транзисторов.

Структура полевого МДП – транзистора с изолированным затвором, созданным на основе кристалла кремния с донорным типом проводимости, приведена на рис. 45.

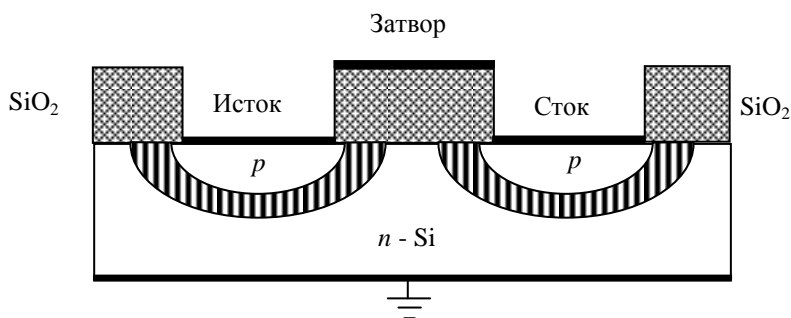


Рис. 45. Структура МДП – транзистора с изолированным затвором.

Транзистор формируют на основе кристалла $n - Si$, у поверхности которого диффузией или ионной имплантацией акцепторной примеси, в окна в оксиде кремния SiO_2 , создают области с дырочной проводимостью, т.е. области с p – типом проводимости. Одну из них называют истоком, а другую – стоком. Сверху на них наносят омические контакты. Промежуток между истоком и стоком покрывают пленкой металла, изолированной от поверхности кристалла $n - Si$ слоем оксида SiO_2 . Этот электрод транзистора называют затвором. Электрический ток между затвором и кристаллом протекать не может. На границе между p – областями и $n - Si$ образуются два $p - n$ – перехода, называемых истоковым и стоковым. Они показаны на рис. 45 штриховкой.

Схема включения полевого транзистора в цепь приведена на рис. 46. Стоковый переход включается в цепь в обратном направлении, поэтому его сопротивление будет очень велико. На затвор подается отрицательное напряжение, что соответствует схеме, приведенной на рис. 44.

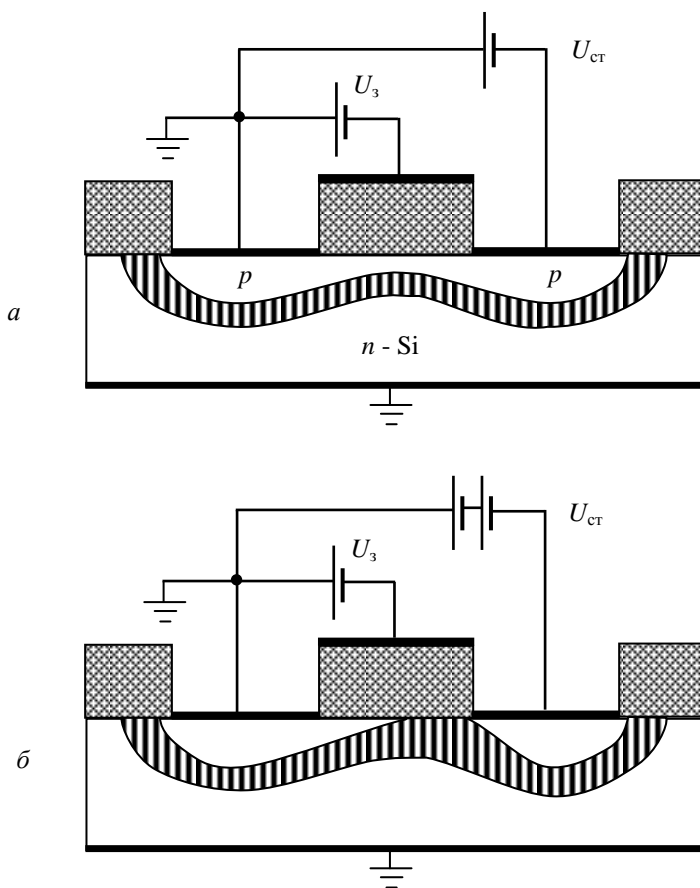


Рис. 46. Образование проводящего p – канала между истоком и стоком – a . Перекрытие проводящего канала – $б$.

Если напряжение на стоке отсутствует, то в цепи между истоком и стоком будет протекать ничтожно малый ток из-за наличия между ними очень большого сопротивления. Подача на затвор отрицательного смещения вначале приведет к образованию под затвором обедненной электронами области. По мере роста напряжения на затворе ширина этой области будет увеличиваться, а при некотором напряжении $U_{п}$, называемом пороговым, под затвором образуется инверсионный поверхностный слой, проводимость которого будет противоположной $n - Si$. Этот инверсионный слой

соединит p – области истока и стока проводящим p – каналом, что показано на рис. 46 а. По мере увеличения напряжения на затворе, которое будет превышать пороговое $U_3 > U_{\text{п}}$, ширина проводящего канала будет увеличиваться, а его сопротивление уменьшается. Таким образом, образованный канал является управляемым резистором, сопротивлением которого можно управлять напряжением на затворе. Обычно ширина проводящего канала находится в пределах от 2 до 10 нм.

По мере роста напряжения на стоке $U_{\text{ст}}$ будет увеличиваться ширина области пространственного заряда стокового $p - n$ –перехода. В конечном итоге это приведет к тому, что при достижении напряжения, называемого напряжением перекрытия $U_{\text{перекр}}$, канал у стока перекрывается, что показано на рис. 46 б. При дальнейшем повышении напряжения, когда $U_{\text{ст}} > U_{\text{перекр}}$, проводящий канал будет укорачиваться к истоку. Но это не приводит к полному исчезновению тока стока. Электрическое поле, созданное затвором, будет перебрасывать дырки из обедненного слоя стокового $p - n$ –перехода в стоковую область, создавая тем самым электрический ток. Механизм протекания тока в полевом транзисторе при сомкнутом канале имеет некоторые общие черты с протеканием тока в обратносмещенном $p - n$ –переходе. При перекрытии канала ток стока $I_{\text{ст}}$ насыщается. Значение тока насыщения зависит от напряжения на затворе U_3 . Чем выше U_3 , тем шире будет канал и тем больше ток насыщения. Это типично транзисторный эффект. Изменяя напряжение на затворе во входной цепи транзистора, можно управлять током на стоке, т.е. в выходной цепи транзистора. Выходные характеристики полевого транзистора показаны на рис. 47.

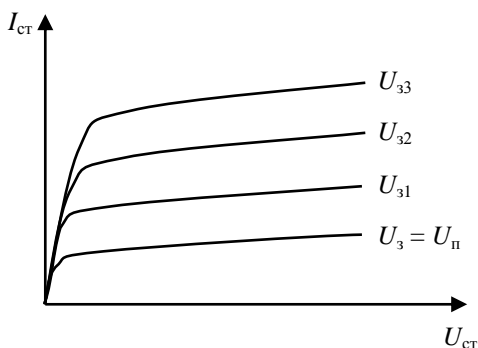


Рис. 47. Выходные ВАХ МДП – транзистора.

Если в качестве основы для создания МДП – транзистора использовать акцепторный $p - Si$, у которого основными носителями будут дырки, а области истока и стока сделать с донорной проводимостью n – типа, то при подаче на затвор и сток положительных напряжений, между истоком и стоком можно создать проводящий канал n – типа. Принципы работы и свойства МДП – транзисторов с n – и p – каналами одинаковы. И те, и другие работают на протекании тока носителей одного вида либо электронов, либо дырок, поэтому их называют униполярными.

Отличием является то, что n – канальные транзисторы более быстродействующие, так как подвижность электронов значительно выше подвижности дырок. У n – и p – канальных транзисторов структура приповерхностного слоя в равновесном состоянии различна. Это приводит к тому, что величина порогового напряжения $U_{п}$ у n – канальных транзисторов меньше, чем у p – канальных. Создание полевых транзисторов как с n – так и с p – каналом позволяет сочетать эти два вида транзисторов для создания ряда схем. Каналы, образованные под действием электрического поля затвора, называют индуцированными. Но бывают случаи создания каналов без влияния электрического поля затвора. Такие каналы называются встроенными. Транзисторы с индуцированным каналом, рассмотренные выше, получили более широкое распространение.

Подложку МДП – транзисторов делают из материала с высоким удельным сопротивлением. Это позволяет облегчить создание канала и увеличить пробивное напряжение переходов истока и стока.

В отличие от биполярных транзисторов, у которых управление выходным сигналом производится входным током, в униполярных транзисторах выходной сигнал регулируется входным напряжением или электрическим полем. Полевые транзисторы обладают значительно большим входным сопротивлением и очень маленьким входным током. Поэтому они позволяют производить значительно большее усиление сигнала по току, напряжению и мощности, чем биполярные транзисторы. Полевые транзисторы имеют меньшие размеры, простую технологию изготовления, хорошие переключательные свойства и могут выполнять функции сопротивлений или конденсаторов. По всем основным конструктивным – технологическим и электрическим показателям они имеют преимущество над биполярными транзисторами. Поэтому полевые транзисторы стали основными элементами больших интегральных микросхем ЭВМ, систем связи, телевидения, информационно – измерительных и управляющих систем.

ЭЛЕМЕНТЫ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Существует очень большое количество средств хранения информации. В данном разделе будут рассмотрены только полупроводниковые запоминающие устройства (ЗУ), применяемые для ввода, вывода и обработки информации в ЭВМ. В настоящее время такая память строится на полупроводниковых больших интегральных схемах (БИС). Развитие полупроводниковых БИС привело к доминирующей роли ЗУ на их основе. С каждым годом они становятся меньшими по размерам и более дешевыми, увеличивается их информационная емкость и быстродействие, являющиеся основными параметрами ЗУ. Полупроводниковые запоминающие устройства (ПЗУ) практически полностью вытеснили из электронной аппаратуры ЗУ с магнитной памятью. Это связано с тем, что при одинаковых емкостях памяти размеры ПЗУ уменьшились более, чем в 10000 раз по сравнению с ЗУ на магнитных носителях. Приблизительно в таких же пропорциях уменьшились их энергопотребление и стоимость. В настоящее время существует большое количество ПЗУ с различными видами типов памяти. Наиболее распространенными из них являются БИС, элементы памяти которых создают на основе МДП – транзисторов. Поэтому будут рассмотрены только ПЗУ, построенные на основе полевых транзисторов.

Полупроводниковые запоминающие устройства подразделяют на три основных типа: ЗУ последовательного доступа, ЗУ с произвольной выборкой или прямым доступом и постоянные запоминающие устройства. В ЗУ последовательного доступа информация передается последовательно от предыдущего к следующему элементу памяти. Регистры смещения таких запоминающих устройств состоят из элементов памяти статического или динамического видов. В ЗУ с прямым доступом можно одновременно получить доступ ко всем элементам памяти. При этом к элементам памяти можно обращаться в каком угодно порядке и неограниченное количество раз. При этом время обращения к любому элементу памяти будет одинаковым вне зависимости от его положения в матрице. Элементы памяти ЗУ с произвольной выборкой могут быть статическими и динамическими. В статических элементах память сохраняется до тех пор, пока он подключен к элементу питания. В динамических элементах время сохранения информации ограничено. Чтобы она сохранялась ее необходимо постоянно обновлять или регенерировать. Микросхемы ЗУ с прямым доступом статического вида обладают максимальной скоростью передачи информации, а динамического вида – максимальной информационной емкостью и минимальной потребляемой мощностью.

В постоянных запоминающих устройствах информация сохраняется после выключения питания. По своей структуре они похожи на ЗУ с прямым доступом. Время считывания информации с любого элемента памяти у них не зависит от его расположения в матрице и можно обращаться к любому произвольному элементу. Информация записывается и стирается при помощи электрического тока.

Рассмотрим принцип организации элементов памяти. Информация, хранимая в памяти ЭВМ, представляется в двоичной системе исчисления цифрами 0 и 1. Таким образом, элемент памяти ЭВМ, который служит для хранения единицы информации, должен иметь два различных устойчивых состояния, которым сопоставляются значения 0 и 1. Элемент памяти (ЭП) должен быть легко управляем внешними цепями, входящими в состав устройства управления памятью. Рассмотрим простейшее из возможных ЭП для ЗУ с произвольной выборкой или прямым доступом.

Элемент памяти статического ЗУ с прямым доступом представляет собой триггер, построенный на комплементарных, т.е. дополняющих друг друга, МОП – транзисторах. При этом в триггер входят транзисторы как с n – каналом, так и с p – каналом, что позволяет существенно снизить расход электроэнергии. Структура такого триггера показана на рис. 48.

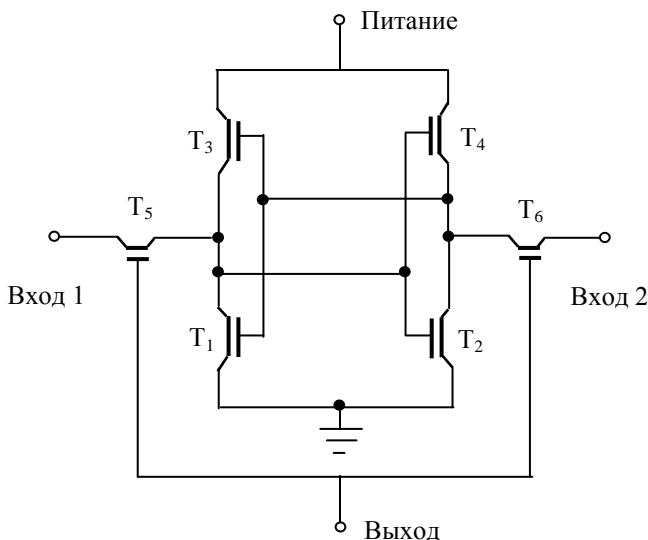


Рис. 48. Элемент памяти статического запоминающего устройства с прямым доступом на МОП – транзисторах.

Транзисторы T_1 , T_2 , T_5 и T_6 являются n – канальными, а T_3 , T_4 – p – канальными. На транзисторах T_1 и T_2 построен триггер. Если один из них открыт, то другой закрыт и наоборот. Схема имеет два различных устойчивых состояния. Транзисторы T_3 и T_4 находятся в состояниях, противоположных по отношению к транзисторам T_1 и T_2 . Первое состояние отвечает сохранению на выходе логического нуля, а другое – логической единице. На транзисторах T_5 и T_6 построен переключатель, подключенный к шине управления для записывания и считывания информации.

Одно устойчивое состояние триггера отвечает открытому транзистору T_1 первого инвертора и закрытому транзистору T_3 второго инвертора. Для этого устойчивого состояния выходное напряжение первого инвертора соответствует логическому нулю. Это напряжение подается на вход второго инвертора и не может открыть транзистор T_3 . Выходное напряжение второго инвертора соответствует логической единице и подается на вход первого инвертора, что открывает транзистор T_1 . В другом устойчивом состоянии транзистор T_1 закрытый, а T_3 открытый. Выходное напряжение первого инвертора соответствует логической единице, что открывает транзистор T_3 второго инвертора. Выходной сигнал второго инвертора соответствует логическому нулю и не может открыть транзистор T_1 . Такое состояние триггера без изменений может сохраняться сколько угодно долго, пока на него подается внешнее питание. Устойчивое состояние триггера можно изменять под действием внешних управляющих сигналов переключателей на транзисторах T_5 и T_6 и контролировать состоянием триггера. Способность триггера формировать на выходе два устойчивых значения сигнала и изменять их внешней цепью управления дает возможность использовать триггер как элемент памяти. Но триггерный элемент памяти является энергозависимой схемой, т.е. при отключении питания записанная в нем информация пропадает. Однако триггерный ЭП в нерабочем состоянии потребляет очень мало энергии. Это позволяет путем введения питания от внешней аккумуляторной батареи поддерживать память в рабочем состоянии до включения питания компьютера. Поэтому в компьютерах обязательно должен присутствовать резервный элемент питания.

Простейший элемент памяти динамического ЗУ с прямым доступом показан на рис. 49. Он состоит из полевого МОП – транзистора T и емкости C . Такой элемент памяти называется однотранзисторным. Кодирование информации в данном случае определяется величиной потенциала

на емкости C . Высокий потенциал на емкости свидетельствует о наличии на пластинах конденсатора электрического заряда и соответствует логической единице, а низкий потенциал соответствует логическому нулю. Транзистор выполняет в данном случае роль ключа, который стоит между емкостью C и входной шиной. Если транзистор закрыт, то связи между емкостью C и шиной нет, а если он открыт, то можно, во-первых, определить величину потенциала на конденсаторе, а во-вторых, можно передать заряд на емкость C с входной шины. Таким образом, можно определить какая информация находится в данном элементе. Но информация, хранящаяся на конденсаторе, в результате утечки заряда с емкости может искажаться или полностью теряться. Поэтому в динамических ЭП через определенные промежутки времени необходимо осуществлять перезапись хранящейся информации.

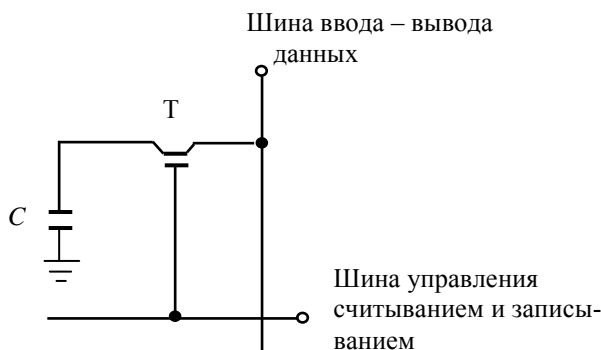


Рис. 49. Однотранзисторный элемент памяти динамического ЗУ с прямым доступом.

Такой процесс восстановления информации называется регенерацией. Во время регенерации обращение к элементам памяти динамического типа невозможно. Поэтому цикл регенерации должен быть как можно короче. Цикл регенерации во многом определяется структурой построения ЭП, а также структурой построения вспомогательных цепей, представляющих собой систему управления ЗУ. Период регенерации составляет порядка нескольких миллисекунд. В любом случае период синхроимпульсов восстановления памяти во много раз меньше времени сохранения сигнала,

чему способствует высокое входное сопротивление полевых МОП – транзисторов. Их применение позволяет значительно снизить потребляемую мощность и площадь элементов на кристалле.

Среди постоянных запоминающих устройств в настоящее время наибольшее распространение получили электрически перепрограммируемые ПЗУ, и *Flash* – память. Основными особенностями таких ЗУ является их энергонезависимость и возможность многократного перезаписывания хранящейся в них информации. При этом элементы памяти таких ЗУ самостоятельно практически не разряжаются и информация, записанная в них, хранится очень долго, вплоть до ста лет.

Элемент памяти постоянных запоминающих устройств создают на основе полевого транзистора специальной конструкции. У таких МОП – транзисторов имеется два затвора, один из которых, как и у обычного полевого транзистора, является управляющим, а другой, созданный специально между управляющим затвором и полупроводниковым кристаллом, называется плавающим. Структура такого транзистора показана на рис. 50. В отличие от полевого транзистора, показанного на рис. 45, в данном случае проводящий канал между истоком и стоком будет обладать электронной проводимостью.

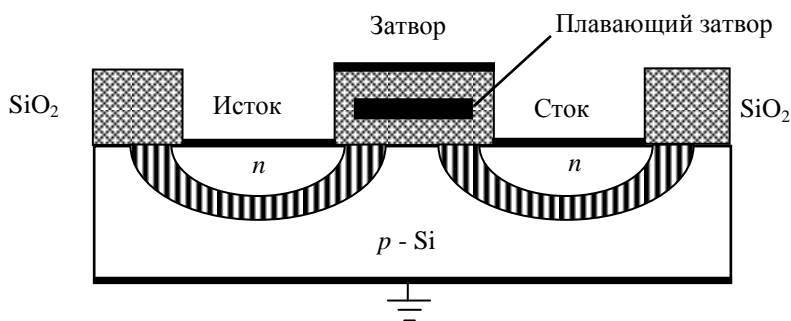


Рис. 50. Структура МОП – транзистора с плавающим затвором на основе кристалла донорного кремния.

Отличием этого транзистора от обычного МДП – транзистора является то, что между управляющим затвором и кристаллом кремния располагается плавающий затвор, созданный на основе поликристаллического кремния с высокой степенью легирования. Этот затвор со всех сторон

окружен диэлектриком из SiO_2 . Толщина диоксида кремния между плавающим затвором и кристаллом кремния, с одной стороны, и управляющим затвором, с другой стороны, составляет значения порядка десятка нанометров. Простейший элемент памяти, построенный на МОП – транзисторе с плавающим затвором, показан на рис. 51. Верхний управляющий затвор соединяют с адресной шиной, а сток с разрядной шиной.

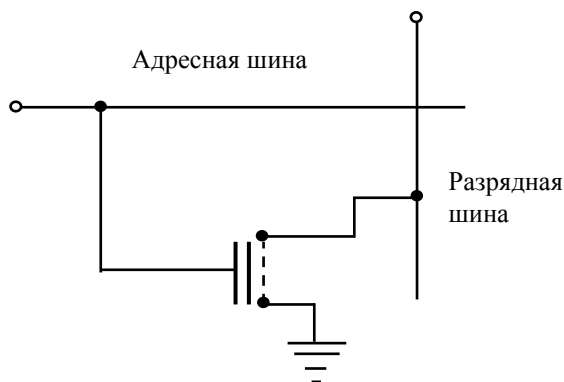


Рис. 51. Элемент памяти на МОП – транзисторе с плавающим затвором.

Нижний, плавающий затвор служит для сохранения электрического заряда, который в этом случае переносят на него горячие электроны через слой диэлектрика. Поэтому такие транзисторы также называются лавинно-инжекционными. Потенциал плавающего затвора будет зависеть от величины накапливаемого на нем заряда. Информация, которая сохраняется в элементе памяти, определяется зарядом на плавающем затворе, который играет роль конденсатора в динамическом элементе памяти, показанном на рис. 49. Наличие заряда на плавающем затворе отвечает логической единице, а его отсутствие – логическому нулю. Токи утечки электрического заряда через диэлектрик без внешнего воздействия очень маленькие, поэтому заряд, т.е. информация, на плавающем затворе сохраняется очень долго, а изменение его состояния приводит к возможности стирания и перезаписи информации.

Для записи информации, например логической единицы, на плавающем затворе создают отрицательный заряд, подавая на разрядную шину высокое для полупроводников напряжение около 10 В. Для записи логи-

ческого нуля напряжение на разрядной шине должно отсутствовать. Напряжение на адресной шине устанавливают приблизительно вдвое больше, чем на разрядной шине. Это приводит к тому, что транзистор открывается, т.е. через канал между истоком и стоком будет протекать электрический ток. Возле стокового конца канала в сильном электрическом поле, созданном напряжением на затворе, происходит инжекция горячих электронов в диоксид кремния. Количество инжектированных электронов прямо пропорционально току стока. Поле затвора заставляет инжектированные электроны двигаться в направлении к плавающему затвору и накапливаться на нем. При этом ток инжектированных электронов через диэлектрик очень маленький.

Для стирания информации с элемента памяти на управляющий затвор напряжение не подается, т.е. оно равно 0, а на сток подается высокое напряжение. Вследствие этого, электрическое поле заставляет электроны, накопившиеся на плавающем затворе, возвратится на сток. Переход электронов с плавающего затвора на сток осуществляется за счет туннельного эффекта. Существуют ЭП, у которых и записывание, и стирание информации осуществляется путем туннелирования электронов через слой диэлектрика. При этом во время туннелирования применяемое напряжение и размеры элементов памяти могут быть меньшими, чем в случае инжекции горячих электронов, но процесс программирования методом инжекции горячих электронов происходит быстрее. Таким образом, можно многократно записывать и стирать хранящуюся в элементе памяти информацию, а также сохранять ее в течение очень длительного времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Появление биполярных и униполярных транзисторов привело к качественному скачку электронной техники в сторону миниатюризации. Появление интегральных схем стало настоящей революцией в микроэлектронике. При этом интегрированные полупроводниковые приборы постоянно уменьшались в размерах, что позволяло расширять их функциональность и быстродействие. Появление интегральных схем обозначило приход таких понятий как микросхема и микроэлектроника. Это обусловлено тем, что размеры полупроводниковых элементов в микросхемах составляли несколько десятков микрометров. Затем они уменьшились до нескольких микрон, а в настоящее время составляют десятки нанометров. Поэтому от эры микроэлектроники человечество шагнуло в эру наноэлектроники. В таблице 8 приведены размеры технологических узлов в зависимости от года выпуска полупроводниковых чипов. Из таблицы видно, что смена технологического цикла полупроводниковых технологий происходит примерно за три года. Узел же по определению равен половине минимального технологического шага для схем памяти между дорожками, а для процессоров – между затворами МОП – транзисторов. При этом количество транзисторов в полупроводниковых чипах повышается приблизительно на два порядка за каждые десять лет. Уменьшение размеров транзисторов приводит к повышению быстродействия процессоров и делает возможным создание все более мощных компьютеров и их элементов памяти.

Таблица 8. Размеры технологических узлов полупроводниковых элементов в различные годы выпуска.

Год производства	2001	2004	2007	2010	2013	2016
Размер технологического узла, нм	130	90	65	45	32	22

В настоящее время наиболее маленький транзистор создан в лаборатории на кристалле кремния размером 4 нм в длину. В этом транзисторе при помощи сканирующего туннельного микроскопа 7 атомов кремния заменили атомами фосфора и получили действующий элемент наносхемы.

Эту технологию нельзя перенести в производство, а миниатюризация транзисторов, играющая основополагающую роль в росте производительности микропроцессорных устройств, не безгранична и вскоре достигнет предела. Поэтому в настоящее время разрабатываются компьютеры, которые будут работать на других физических принципах. Это связано как с конечными размерами атома любого материала, так и квантовой природой всех физических явлений, проявляющихся при уменьшении линейных масштабов изделий. Дальнейшее уменьшение размеров электронных устройств и повышение их быстродействия возможно на основе создания квантовых и оптических компьютеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савельев И.В. Курс общей физики / И.В. Савельев. – В 3 т. – М.: Наука, 1989.
2. Трофимова Т.И. Курс физики / Т.И. Трофимова. – М.: Высш. шк., 1997. – 542 с.
3. Иродов И.Е. Основные законы электромагнетизма / И.Е. Иродов. – М.: Высш. шк., 1991. – 288 с.
4. Епифанов Г.И. Физические основы микроэлектроники / Г.И. Епифанов – М.: Советское радио, 1971. – 376 с.
5. Епифанов Г.И. Физика твердого тела / Г.И. Епифанов. – М.: Высш. шк., 1977. – 288 с.
6. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела / Ч. Киттель. – М.: Наука, – 1978. – 792 с.
7. Анималу А. Квантовая теория кристаллических твердых тел / А. Анималу. – М.: Мир, – 1981. – 576 с.
8. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников / А.И. Ансельм. – М.: Наука, – 1978, – 616 с.
9. 6. Епифанов Г.И., Мома Ю.А. Твердотельная электроника / Г.И. Епифанов, Ю.А. Мома. – М.: Высш. шк., 1986. – 304 с.
10. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. – В 2 т.. – М.: Мир, 1984.
11. Степаненко И.П. Основы микроэлектроники / И.П. Степаненко. – М.: Советское радио, 1980. – 424 с.
12. Тугов Н.М. Полупроводниковые приборы / Н.М. Тугов, Б.А. Глебов, Н.А. Чарыков. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 576 с.
13. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы / В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин. – М.: Высш. шк., 1987. – 479 с.
14. Основы оптоэлектроники: Пер. с яп. – М.: Мир, 1988. – 288 с.
15. Прищепа М.М., Погребняк В.П. Мікроелектроніка: У 3 ч. Ч. 1. Елементи мікроелектроніки / За ред. М.М. Прищепи. – К.: Вища шк., 2004. – 431 с.
16. Прищепа М.М., Погребняк В.П. Мікроелектроніка: У 3 ч. Ч. 2. Елементи мікросхемотехніки / За ред. М.М. Прищепи. – К.: Вища шк., 2006. – 503 с.
17. Валиев К.А. Применение контакта металл – полупроводник в электронике / К.А. Валиев, Ю.М. Пашинцев, Г.А. Петров. – М.: Советское радио, 1981. – 304 с.

18. Наноструктуры в электронике и фотонике / Под ред. Ф. Рахмана. – М.: Техносфера, 2010. – 344 с.

19. Ефимов И.Е., Козырь И.Я., Горбунов Ю.И. Микроэлектроника. Физические и технологические основы, надежность / Под ред. И.Е. Ефимова – М.: Высш. шк., 1986. – 464 с.

20. Ермолаев Ю.П., Пономарев М.Ф., Крюков Ю.Г. Конструкции и технология микросхем (ГИС и БГИС) / Под ред. Ю.П. Ермолаева. – М.: Советское радио, 1980. – 256 с.

21. Черняев В.Н. Технология производства интегральных микросхем и микропроцессоров / В.Н. Черняев. – М.: Радио и связь, 1987. – 464 с.

22. Полупроводниковые приборы. Диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы: Справочник / Под общ. ред. Н.Н. Горюнова. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 744 с.

23. Тилл У., Лаксон Дж. Интегральные микросхемы: Материалы, приборы, изготовление: Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 501 с.

24. Аналоговые и цифровые интегральные микросхемы: Справочное пособие / Под ред. С.В. Якубовского. – М.: Радио и связь, 1984. – 432 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Квантово-механические представления о строении атомов	4
Зонная теория твердых тел	7
Функция распределения Ферми – Дирака. Уровень Ферми	12
Собственные полупроводники	14
Собственная проводимость полупроводников	18
Примесные полупроводники	20
Донорные полупроводники или полупроводники n – типа	20
Акцепторные полупроводники или полупроводники p – типа	23
Электропроводность несобственных полупроводников	25
$P - n$ – переход	29
Прямой ток или прямое смещение	31
Обратный ток или обратное смещение	32
Выпрямляющие диоды	34
Контакт металла с полупроводником	36
Выпрямление тока на контакте металла с полупроводником	38
Стабилитроны	43
Туннельные диоды	45
Высокочастотные свойства $p - n$ – перехода	50
Импульсные свойства $p - n$ – перехода	52
Оптические явления в полупроводниках. Поглощение света	55
Излучение света	57
Средне время жизни избыточных носителей	58
Фотопроводимость полупроводников. Внутренний фотоэффект	58
Фотогальванический эффект или вентильный фотоэффект	60
Светодиоды	63
Полупроводниковые лазеры	65
Волоконно-оптические линии связи	68
Биполярные транзисторы	70
Схема включения с общей базой	71
Схема включения с общим эмиттером	75
Полевые или униполярные транзисторы	77
Элементы памяти на основе полупроводников	85
Заключение	92
Список литературы	94

Навчальне видання

НІКОЛАЙЧУК Григорій Павлович

**ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ
ТА НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДІВ**

Навчальний посібник
для студентів технічних спеціальностей
усіх форм навчання

Російською мовою

Роботу до видання рекомендувала *проф. Любченко О. А.*

В авторській редакції

План 2018 р., поз. 132

Підп. до друку 03.07.2018 р. Формат 60 x 84 1/16. Папір офісний.
Цифровий друк. Гарнітура Таймс. Ум. друк. арк. 5,6. Наклад 20 прим.
Зам. № 390 Ціна договірна

В и д а в е ц ь

Видавничий центр НТУ «ХП»

вул. Кирпичова, 2, м. Харків-2, 61002

Свідокство про державну реєстрацію ДК № 5478 від 21.08.2017 р.

В и г о т о в л ю в а ч

ФОП Кисельов Андрій Вікторович

вул. Пушкінська, буд № 67, кв. 164, м. Харків, 6102

ISBN 978-6-17-050278-0



9 786170 502780 >